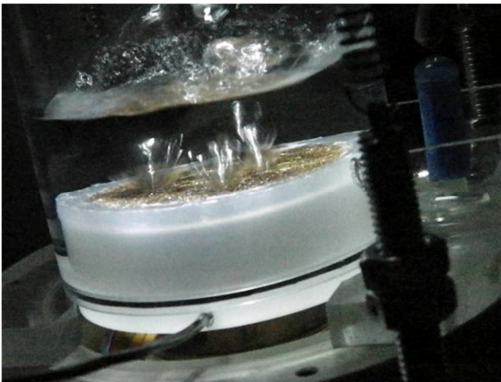


# Experimentelle Untersuchungen zum Sieden in Metallfaserstrukturen im Bereich niedrigerer Drücke

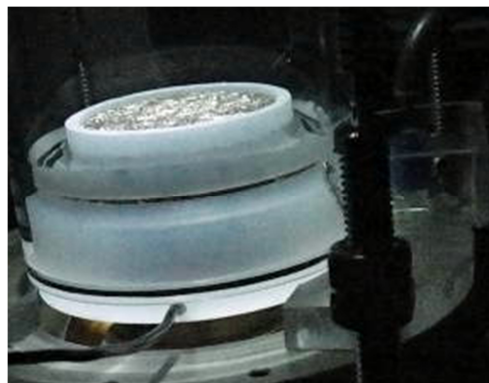
Experimental investigations on boiling in metal fiber structures at low pressures  
Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.) vom Fachbereich Maschinenbau genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing.(FH) Kai Thomas Witte, M.Sc. aus Kassel  
2016 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT



Technische Thermodynamik



---

Experimentelle Untersuchungen zum Sieden in Metallfaserstrukturen im Bereich niederer Drücke  
Experimental investigations on boiling in metal fiber structures at low pressures

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing.(FH) Kai Thomas Witte, M.Sc. aus Kassel

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. habil. Andrea Luke

Tag der Einreichung: 11.05.2015

Tag der Prüfung: 20.10.2015

2016 – Darmstadt – D 17

---



---

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit wurde als externer Doktorand am Institut für Technische Thermodynamik der Technischen Universität Darmstadt unter der Leitung von Herrn Professor Stephan durchgeführt. Die experimentellen Arbeiten und der überwiegende Teil ihrer Ausarbeitung entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme ISE – in der Abteilung Thermische Anlagen und Gebäudetechnik – in Freiburg im Breisgau. Sie war eingebettet in das vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) geförderte Verbundprojekt mit dem Titel „Entwicklung einer Adsorptionskältemaschine mit hoher Leistungsdichte (SorCool)“ – Teilprojekt B (Förderkennzeichen: 0327423B): „Verdampfer und Heat Pipes (SorCool)“ (Laufzeit: 01.08.2007 – 31.12.2011). Für die anteilige Finanzierung der Arbeit durch das BMWi möchte ich mich auf diesem Wege bedanken.

Herrn Professor Stephan danke ich herzlichst für die Möglichkeit zur Promotion, die wissenschaftliche Betreuung mit den vielen Anregungen und Hilfestellungen bei der Entwicklung eines geeigneten Siedebehälterkonzepts und vor allem für das mir stets entgegengebrachte Vertrauen. Außerdem danke ich Ihm dafür, dass ich einen Teil der theoretischen Fragestellungen an seinem Institut erarbeiten durfte, wo ich immer freundlich aufgenommen und tatkräftig unterstützt wurde.

Frau Professorin Luke möchte ich für die Übernahme des Koreferats sowie für die sehr wertvollen Anregungen zu dieser Thematik, die sie mir im Rahmen einer Fachkonferenz gegeben hat (DKV-Tagung 2009), danken.

Seitens des Fraunhofer-Instituts möchte ich mich zunächst bei meiner Betreuerin Frau Dr.-Ing. Lena Schnabel für die Unterstützung bei der Realisierung der Arbeit durch wertvolle Diskussionen, Korrekturvorschläge, ihre Hilfe bei der Anfertigung der zahlreichen Siedebehälterkonzepte und die Zusammenarbeit – vor allem im Rahmen des SorCool-Projekts – bedanken. Ein großer Dank gebührt ebenfalls dem Abteilungsleiter Herrn Dr.-Ing. Peter Schossig, ohne dessen finanziellen Support über die Projektgelder hinaus beispielsweise die Durchführung der Versuche überhaupt nicht möglich gewesen wäre.

Meinem langjährigen Bürokollegen Dr. rer. nat. Stefan Henninger möchte ich ganz besonders für die sehr schöne gemeinsame Zeit, seine unerlässliche mentale und fachliche Unterstützung während der gesamten Zeit und vor allem während der Endphase der Arbeit danken. Außerdem danke ich Frau Dr.-Ing. Constanze Bongs für ihre tatkräftige Unterstützung bei dem Aufbau des Grundlagenkapitels zu den Metallfaserstrukturen und den anderen Institutsmitarbeitern für Diskussionen und Hilfestellungen zum Thema sowie die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Allen Studenten, die mich im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten und Praktika unterstützt haben, danke ich für Ihre wertvollen Beiträge zum Gelingen der Promotionsarbeit. Besonders hervorzuheben sind hierbei Herr Jacek Kowol, Frau Sophie Schackert, Herr Tim Westphal und Herr Evandro Dresch.

Dem Leiter der mechanischen Werkstatt des Fraunhofer-Instituts, Herrn Achim Rastelli, und seinen Mitarbeitern gilt außerdem mein ganz besonderer Dank für die Beratung bei der Anfertigung der Siedebehälterkonzepte, die Geduld und tatkräftige Unterstützung bei den zahlreichen Anpassungsarbeiten, die anhand der einzelnen Konzepte wie auch am Versuchsaufbau durchzuführen waren.

In diesem Zusammenhang möchte ich ebenfalls Herrn Dr.-Ing. Olaf Andersen, dem Leiter der Abteilung Zelluläre Metallische Werkstoffe des Fraunhofer Institut für Fertigungstechnik und angewand-

---

---

te Materialforschung IFAM in Dresden für die Anfertigung der Metallfaserstrukturen danken. Außerdem gilt ihm Dank für die Anpassungsarbeiten und die zusätzliche Bereitstellung von Verschnittresten für die Quecksilberporosimetriemessungen.

Seitens des Instituts für Technische Thermodynamik der Technischen Universität Darmstadt möchte ich die sehr gute Unterstützung und angenehme Zusammenarbeit mit Herrn Dr.-Ing. Frank Dammel bei der Durchführung der Computersimulationen zur Abschätzung der Wärmeverluste bzw. -gewinne am Probenaufbau sowie die jederzeit zuvorkommende und freundliche Unterstützung von Frau Gaby Gunkel hervorheben. Außerdem gilt mein Dank den Institutsmitarbeitern für die freundlichen und wertvollen Diskussionsbeiträge im Rahmen meiner Forschungsarbeit.

Abschließend möchte ich meiner Familie, meiner Freundin Anna und meinen Freunden für ihre jahrelange Unterstützung, die stets aufbauenden Worte und das Vertrauen in mich danken.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

---

(Kai Thomas Witte)

---

---

**für Hotte**

---

---

## Kurzfassung (Englisch, Deutsch)

### Abstract

With regard to the reduction of primary energy demand for heating and cooling the development of thermally driven absorption or adsorption chillers is pursued for several years. These machines use water as working fluid which evaporates in accordance with the operating conditions in a system pressure range between 7.6 and 20.7 mbar. As the development work show, the evaporator in addition to the absorber or adsorber represents one of the key components for the cost-effective production, the reduction in the volume of construction and the optimization of the overall efficiency of these technologies. In this regard it is especially important to improve the outer heat transfer between the evaporator wall and the working fluid due to the present low driving temperature differences.

Since evaporator concepts are aspired that do not require a circulation pump for the working fluid, the present study focuses on possibilities to improve the heat transfer as they are present in pool boiling. The range of wall superheat that needs to be improved is given in accordance with the operating process of the machine up to a maximum of 7 K. Object of investigation is the efficient heat transfer by means of evaporation from metallic short fiber structures. High heat transfer rates are expected as these structures can utilize capillary action in combination with micro-zone evaporation. Furthermore, the regime of nucleate boiling is expected to be reached at the given wall superheats due to their porous structure. The potential of these short fiber structures is analyzed using three different boiling cases. Firstly, the case of completely flooding of the fiber structure, secondly, the capillary-feeding and thirdly, the partial flooding of the fiber structure. A test rig was adapted to the present system pressures and a suitable boiling vessel concept has been developed. Water as working

### Kurzfassung

In Hinblick auf die Reduzierung des Primärenergiebedarfs zum Heizen und Kühlen wird seit einigen Jahren die Entwicklung thermisch betriebener Kältemaschinen wie Ab- oder Adsorptionskältemaschinen vorangetrieben. Diese Maschinen verwenden Wasser als Arbeitsmittel, welches entsprechend der Betriebsbedingungen in einem Systemdruckbereich zwischen 7,6 und 20,7 mbar verdampft. Wie Entwicklungsarbeiten zeigen, stellt der Verdampfer neben dem Ab- bzw. Adsorber eine Schlüsselkomponente für die kostengünstige Herstellung, die Reduzierung des Bauvolumens und die Optimierung der Gesamteffizienz dieser Technologien dar. Hier gilt es vor allem, den äußeren Wärmeübergang zwischen der Verdampferwand und dem Arbeitsmittel bei den geringen vorliegenden treibenden Temperaturdifferenzen zu verbessern.

Da Verdampferkonzepte anzustreben sind, die ohne Arbeitsmittelpumpe auskommen, konzentrieren sich die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit auf die Möglichkeiten zur Verbesserung des Wärmeübergangs entsprechend des Behältersiedens. Der Übertemperaturbereich, in dem die Verbesserung angestrebt wird, ist entsprechend des Betriebsprozesses der Maschinen bis maximal 7 K gegeben. Untersuchungsgegenstand dieser Arbeit ist der effiziente Wärmeübergang mittels Verdampfung aus metallischen Kurzfaserstrukturen, da mit ihnen der Kapillareffekt in Kombination mit Mikrozonenverdampfung ausgenutzt werden kann und ihr poröser Aufbau das Erreichen des Regimes des Blasen-siedens bei diesen Übertemperaturen erwarten lässt. Das Potenzial dieser Kurzfaserstrukturen wird anhand der Siedefälle der vollständigen Flutung der Faserstruktur, der Kapillarfüllung und der Teilflutung analysiert. Um dies zu realisieren wurde ein Versuchsstand an die vorliegenden Systemdrücke angepasst und ein geeignetes Siedebehälterkonzept entwickelt. Als Arbeitsmittel wird Wasser in einem Systemdruck-

---

fluid is considered in a system pressure range between 9 and 15 mbar.

Analyzing the influence of the various fiber structure parameters and the filling levels reveals, that the range of nucleate boiling can be reached at the desired wall superheats with metal fiber structures. In doing so the initiation of nucleate boiling is significantly influenced both by the system pressure and the filling level. In order to achieve maximum heat fluxes and the utilization of the optimal material it turns out that an evaporation process should be aimed for that exploits the capillary effect. The best results are achieved during the boiling case of capillary-feeding. Here, a considerably higher amount of heat is transferred in comparison to the complete flooding of the fiber structures especially at lower wall superheats. At the same time its potential is far from being exhausted.

Comparing the measuring results with known correlations to predict the initiation of nucleate boiling and for the range of nucleate boiling, they do not show any agreement for almost any of the considered boiling cases. For the boiling case of capillary-feeding a good agreement is achieved in some cases in the boiling regime without any bubble formation. However, substantial variations occur if the formation of micro-zone areas changes. In this case the achievable heat transfer rate is highly underestimated and reveals the significant influence of the micro-zone evaporation to the overall heat transfer.

The investigations further show that the appearance of nucleation hysteresis is not expected in the case of their potential use. Moreover, the results show only a slight change of the measurement result considering different degrees of oxidation of the applied fiber structure material. Accordingly, for their potential use in the evaporator no change in heat transfer is expected even over a longer operation period.

bereich zwischen 9 und 15 mbar betrachtet.

Die Analyse des Einflusses diverser Faserstrukturparameter und des Füllniveaus zeigt, dass sich der Bereich des Blasensiedens bei den angestrebten Übertemperaturen mit Metallfaserstrukturen realisieren lässt. Die Initiierung des Blasensiedens wird dabei maßgeblich vom Systemdruck und dem Füllniveau beeinflusst. Im Hinblick auf das Erreichen maximaler Wärmestromdichten und des optimalen Materialeinsatzes stellt sich heraus, dass ein Verdampfungsprozess anzustreben ist, bei dem sich der Kapillareffekt ausnutzen lässt. Die besten Ergebnisse werden während des Siedefalls der Kapillarfütterung erreicht. Hier werden vor allem bei geringeren Übertemperaturen deutlich höhere Übertragungsleistungen im Vergleich zur vollständigen Strukturflutung erzielt. Ihr Potenzial ist dabei bei weitem nicht ausgeschöpft.

Der Abgleich der Messergebnisse mit bekannten Korrelationen zur Vorhersage der Initiierung des Blasensiedens und für den Bereich des Blasensiedens liefert bei fast allen betrachteten Siedefällen keine Übereinstimmung. Im Fall der Kapillarfütterung wird im Bereich ohne Blasenbildung in einigen Fällen eine gute Übereinstimmung erreicht, doch werden auch maßgebliche Abweichungen während der Veränderung der Ausprägung der Mikrozonengebiete beobachtet. Die erzielbare Übertragungsleistung wird in diesem Fall deutlich unterschätzt und offenbart den maßgeblichen Einfluss der Mikrozoneneverdampfung am gesamten Wärmetransport.

Die Untersuchungen zeigen ferner, dass das Auftreten von Keimbildungshysteresen bei ihrem potenziellen Einsatz nicht zu erwarten ist. Außerdem zeigen die Ergebnisse eine nur geringfügige Veränderung des Messergebnisses bei der Betrachtung unterschiedlicher Oxidationsgrade des verwendeten Faserstrukturmaterials. Für ihren potenziellen Einsatz im Verdampfer ist demnach keine Veränderung der Übertragungsleistung – auch über einen längeren Zeitraum – zu erwarten.



---

## Inhalt

---

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung.....</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1      | Motivation und Projekteinbindung der Arbeit.....                                    | 1         |
| 1.2      | Der Verdampfer einer Adsorptionskältemaschine .....                                 | 3         |
| 1.3      | Ziele der Studie und methodisches Vorgehen .....                                    | 8         |
| <b>2</b> | <b>Grundlagen des Wärmeübergangs beim Behältersieden.....</b>                       | <b>10</b> |
| 2.1      | Die Siedekennlinie und betriebsbedingte Einflussfaktoren auf ihren Verlauf.....     | 10        |
| 2.2      | Konvektives Sieden .....  | 13        |
| 2.2.1    | Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten .....                                    | 14        |
| 2.3      | Blasensieden .....  | 15        |
| 2.3.1    | Modellvorstellungen zum Wärmetransport beim Blasensieden .....                      | 15        |
| 2.3.2    | Blasenkeim-Entstehung, -Aktivierung sowie Wachstum und Ablösen der Dampfblase ..... | 17        |
| 2.3.3    | Zusammenhang zwischen Blasenabrisshäufigkeit und -durchmesser .....                 | 20        |
| 2.3.4    | Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten .....                  | 23        |
| 2.4      | Sieden im Niederdruckbereich .....  | 25        |
| 2.4.1    | Veränderung wichtiger Stoffgrößen und ihr Einfluss auf den Wärmetransport .....     | 26        |
| 2.4.2    | Literaturübersicht bisheriger Studien .....   | 27        |
| <b>3</b> | <b>Grundlagen des Siedens an Metallfaserstrukturen .....</b>                        | <b>35</b> |
| 3.1      | Fallunterscheidungen.....   | 36        |
| 3.2      | Charakteristische Größen von Metallfaserstrukturen .....                            | 36        |
| 3.2.1    | Porosität .....   | 37        |
| 3.2.2    | Effektive Wärmeleitfähigkeit und thermische Leitfähigkeit des Skeletts.....         | 38        |
| 3.2.3    | Porendurchmesser .....  | 41        |
| 3.3      | Transportprozesse in porösen Materialien .....                                      | 41        |
| 3.3.1    | Modellvorstellung .....   | 42        |
| 3.3.2    | Strömungsdruckverluste .....  | 43        |
| 3.3.3    | Kapillardruck .....   | 44        |
| 3.3.4    | Kapillarkraftgrenze .....   | 47        |
| 3.4      | Wärmeübertragung in Metallfaserstrukturen.....                                      | 50        |
| 3.4.1    | Charakteristische Kurvenverläufe .....  | 50        |
| 3.4.2    | Hysteresereformen .....   | 52        |
| 3.4.3    | Wärmeübergang im Bereich ohne Blasenbildung.....                                    | 55        |
| 3.4.4    | Initiierung des Blasensiedens .....   | 57        |
| 3.4.5    | Einflussfaktoren auf den Wärmeübergang im Bereich des Blasensiedens .....           | 58        |
| 3.4.6    | Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs beim Blasensieden.....              | 65        |
| 3.5      | Vergleichende Untersuchung zum Sieden an einem Metallschwamm bei Teilflutung .....  | 68        |



|   |            |
|---|------------|
| <b>4 Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse und offene Fragestellungen</b>      | <b>70</b>  |
| <b>5 Versuchsaufbau und untersuchte Proben</b>  | <b>73</b>  |
| 5.1 Beschreibung von Versuchsaufbau und –technik                                      | 73         |
| 5.2 Proben und Probenkonzepte   | 79         |
| 5.2.1 Grundsätzlicher Probenaufbau und Behelfskomponenten                             | 80         |
| 5.2.2 Herstellungsprozess der metallischen Kurzfaserstrukturen                        | 81         |
| 5.2.3 Charakteristische Probenparameter und Versuchsziele                             | 82         |
| 5.2.4 Bestimmung der Porendurchmesserverteilung mittels Quecksilberporosimetrie       | 84         |
| 5.3 Arbeitsmittel   | 87         |
| 5.4 Durchführung der Versuche   | 88         |
| <b>6 Messdatenauswertung und Messunsicherheitsbetrachtung</b>                         | <b>91</b>  |
| 6.1 Messdatenauswertung   | 91         |
| 6.2 Bestimmung der charakteristischen Größen der Siedekennlinie                       | 92         |
| 6.3 Messunsicherheitsbetrachtung  | 94         |
| 6.3.1 Grundlagen der Messunsicherheitsbetrachtung nach GUM                            | 94         |
| 6.3.2 Messunsicherheitsbeiträge von Messequipment und Probenaufbau                    | 96         |
| 6.3.3 Weitere Messunsicherheitsbeiträge durch die Versuchsdurchführung                | 98         |
| 6.3.4 Messunsicherheitsbudget der Wärmestromdichte                                    | 99         |
| 6.3.5 Messunsicherheitsbudget der Sättigungstemperatur                                | 100        |
| 6.3.6 Messunsicherheitsbudget der Übertemperatur                                      | 101        |
| 6.3.7 Zusammenfassung und Festlegung der Messunsicherheitsbeiträge                    | 102        |
| <b>7 Ergebnisse und Diskussion</b>  | <b>103</b> |
| 7.1 Einfluss geometrischer Probenparameter im Fall der vollständigen Flutung          | 104        |
| 7.1.1 Einfluss von Faserdurchmesser, Porosität und Höhe des Faserstrukturzylinders    | 104        |
| 7.1.2 Einfluss der Anzahl der Faserstrukturzylinder                                   | 109        |
| 7.2 Einfluss des Systemdrucks   | 112        |
| 7.3 Einfluss des Füllniveaus  | 113        |
| 7.4 Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung                                  | 118        |
| 7.4.1 Ergebnis der Versuche mit radialer Halbisolierung (Kapillarfütterung)           | 120        |
| 7.4.2 Einfluss des Mikrozonnenflächenanteils und der Anzahl der Faserstrukturzylinder | 125        |
| 7.5 Untersuchungen zur Keimbildungshysterese  | 133        |
| 7.6 Einfluss des Oxidationsgrads  | 135        |
| <b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>   | <b>141</b> |
| <b>Literaturverzeichnis</b>   | <b>145</b> |
| <b>Abbildungsverzeichnis</b>  | <b>156</b> |
| <b>Tabellenverzeichnis</b>  | <b>161</b> |
| <b>A. Anhang</b>  | <b>163</b> |

---

|       |   |     |
|-------|---|-----|
| A.1   | Verwendete Abbildungen .....  | 163 |
| A.2   | Checkliste zur Durchführung der Versuche.....                                     | 164 |
| A.3   | Simulationen zur Abschätzung der Wärmeverluste bzw. –gewinne am Grundträger ..... | 165 |
| A.3.1 | Modellumsetzung .....   | 165 |
| A.3.2 | Maximalwertabschätzung .....  | 167 |
| A.3.3 | Simulationsergebnisse.....  | 177 |
| A.4   | Detaillierte Erläuterung zu den Messunsicherheitsbeiträgen.....                   | 179 |
| A.4.1 | KMU bei der Absolutwertbestimmung der Wärmestromdichte.....                       | 179 |
| A.4.2 | KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur .....                            | 184 |
| A.4.3 | KMU bei der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur .....                     | 188 |
| A.4.4 | KMU bei der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur.....                   | 190 |
| A.4.5 | KMU bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur .....                        | 193 |
| A.4.6 | KMU der Versuchsdurchführung .....  | 195 |
| A.5   | Lebenslauf .....  | 204 |

## Nomenklatur

### Lateinische Buchstaben

| Zeichen      | Bedeutung  | Einheit   |
|--------------|--|---|
| $A$          | Fläche   | $\text{m}^2$                                      |
| $a$          | Temperaturleitfähigkeit  | $\text{m}^2/\text{s}$                             |
| $a$          | Streugrenze der jeweiligen Messunsicherheit  | $\text{W}/\text{m}^2, \text{K}$                   |
| $b$          | Wärmeeindringkoeffizient ( $b = \sqrt{(\lambda \cdot \rho \cdot c)}$ )                             | $\text{W s}^{1/2}/(\text{m}^2 \text{K})$          |
| $C$          | dimensionsloser Parameter  | —   |
| $C_{sf}$     | Konstante zur Beschreibung der Paarung<br>Fluid/Oberflächenwerkstoff                               | —   |
| $C_{12}$     | Strahlungsaustauschzahl zwischen zwei Körpern  | —   |
| $c$          | spezifische Wärmekapazität   | $\text{J}/(\text{kg K})$                          |
| $c_i$        | partielle Ableitung bzw. Sensitivitätskoeffizient der<br>Messunsicherheit der Einflussgrößen $x_i$ | spezifisch entspr.<br>$\partial f/(\partial x_i)$ |
| $D, d$       | Durchmesser  | $\text{m}$  |
| $F$          | Korrelations-Faktor zur Erfassung verschiedener Einflüsse  | —   |
| $F$          | Kraft  | $\text{N}$  |
| $f$          | Modellfunktion   | $\text{W}/\text{m}^2, \text{K}$                   |
| $f$          | Frequenz   | $1/\text{s}$                                      |
| $g$          | Erdbeschleunigung  | $\text{m}/\text{s}^2$                             |
| $H, h$       | charakteristische Höhe   | $\text{m}$  |
| $\Delta h_v$ | Verdampfungsenthalpie  | $\text{J}/\text{kg}$                              |
| $K$          | Permeabilität  | $\text{m}^2$                                      |
| $k$          | Erweiterungsfaktor   | —   |
| $L, l$       | charakteristische Länge  | $\text{m}$  |
| $\dot{M}$    | Massenstrom  | $\text{kg}/\text{s}$                              |
| $m$          | Masse, empirischer Parameter   | $\text{kg}, \text{—}$                             |
| $N$          | Anzahl   | —   |
| $n$          | aktive Keimstellendichte   | —   |
| $P_f$        | Fluidparameter   | $\text{W}/(\text{m}^2 \text{K})$                  |
| $p$          | Druck  | $\text{Pa}$                                       |
| $p^*$        | reduzierter Siededruck ( $p^* = p/p_{\text{krit}}$ )   | —   |
| $\Delta p$   | Druckinkrement, Druckdifferenz bzw. Strömungsdruckverlust  | $\text{Pa}$                                       |
| $\Delta p_K$ | Kapillardruck  | $\text{Pa}$                                       |
| $Q$          | Wärmemenge   | $\text{J}$  |
| $\dot{Q}$    | Wärmestrom   | $\text{W}$  |
| $q_L$        | Leckagerate  | $\text{mbar} \cdot \text{l}/\text{s}$             |
| $\dot{q}$    | Wärmestromdichte   | $\text{W}/\text{m}^2$                             |
| $R$          | Wärme- bzw. Verdampfungswiderstand   | $\text{m}^2 \text{K}/\text{W}$                    |

|            |  |   |
|------------|--|---|
| $R, r$     | Radius   | m   |
| $R_a$      | arithmetischer Mittenrauwert                                       | m   |
| $S$        | massenbezogene spezifische Oberfläche                              | m <sup>2</sup> /kg                                |
| $s$        | Abstands zwischen Temperaturfühler und Probenwand                  | m   |
| $T$        | thermodynamische Temperatur  | K   |
| $T$        | Tiefe  | m   |
| $\Delta T$ | Temperaturdifferenz, Übertemperatur, Überhitzung bzw. Unterkühlung | K   |
| $t$        | Temperatur   | °C  |
| $U(y)$     | erweiterte Messunsicherheit der Messgröße $y$                      | W/m <sup>2</sup> , K                              |
| $u(x_i)$   | Messunsicherheit der Einflussgrößen $x_i$                          | W/m <sup>2</sup> , K                              |
| $u(y)$     | Messunsicherheit der Messgröße $y$                                 | W/m <sup>2</sup> , K                              |
| $u_c^2(y)$ | kombinierte Varianz  | (W/m <sup>2</sup> ) <sup>2</sup> , K <sup>2</sup> |
| $V$        | Volumen  | m <sup>3</sup>                                    |
| $w_B$      | Wachstumsgeschwindigkeit des Blasenvolumens                        | m <sup>3</sup> /s                                 |
| $w$        | mittlere axiale Geschwindigkeit                                    | m/s   |

---

### Griechische Buchstaben

---

| Zeichen       | Bedeutung   | Einheit                            |
|---------------|---|------------------------------------|
| $\alpha$      | Wärmeübergangskoeffizient                             | W/(m <sup>2</sup> K)               |
| $\beta$       | Volumenausdehnungskoeffizient                         | 1/K                                |
| $\delta$      | charakteristische Dicke bzw. Höhe                     | m                                  |
| $\varepsilon$ | Porosität, Emissionskoeffizient                       | —                                  |
| $\theta$      | Benetzungswinkel                                      | °                                  |
| $\eta$        | dynamische Viskosität                                 | kg/(m s)                           |
| $\lambda$     | Wärmeleitfähigkeit, äquivalenter Wärmeleitkoeffizient | W/(K m)                            |
| $\nu$         | kinematische Viskosität                               | m <sup>2</sup> /s                  |
| $\rho$        | Dichte  | kg/m <sup>3</sup>                  |
| $\sigma$      | Oberflächenspannung                                   | N/m                                |
| $\sigma_S$    | Stefan-Boltzmann Konstante                            | W/(m <sup>2</sup> K <sup>4</sup> ) |
| $\gamma$      | Fasenwinkel   | °                                  |
| $\tau$        | Zeit  | s                                  |

---

---

## Subskripte, Superskripte und Abkürzungen

---

| Zeichen | Bedeutung  |
|---------|--|
| A       | äußere, Absolut  |
| ADA     | Absolutdruckaufnehmer                                  |
| AZBL    | Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung                    |
| Ag      | Silber   |
| Akt     | Aktivierung  |
| Atm     | Atmosphäre   |
| Aus     | Austritt   |
| a       | äußerer, Korrelationsparameter                         |
| B       | Blase  |
| Basis   | Basis  |
| BK      | Blockkalibrator  |
| BMWi    | Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie       |
| BS      | Blasensieden   |
| Cu      | Kupfer   |
| Cu-ETP  | Elektrolytkupfer                                       |
| c       | kombinierte  |
| calc    | berechnet  |
| D       | Dampf  |
| DK      | Dampfkammer  |
| DKD     | Deutscher Kalibrierdienst                              |
| DL      | Datenlogger  |
| DMM     | Digital-Multimeter                                     |
| DRTM    | Drift der Referenztemperaturmessung                    |
| DS      | Dampfströmung  |
| dyn     | dynamischer  |
| EE      | Eigenerwärmung   |
| EFSZ    | einzelner Faserstrukturzylinder                        |
| EW      | Eigenwert  |
| Ein     | Eintritt   |
| eff     | effektive  |
| exp     | experimentell  |
| F       | Faser, Flüssigkeit, Fluid                              |
| FN      | Füllniveau   |
| FS      | Faserstruktur, Flüssigkeitsströmung                    |
| FSG     | Faserstrukturgrenzwert, der gesamten Faserstruktur(en) |
| FSO     | Faserstrukturoberfläche                                |
| FSP     | Faserstrukturprobe                                     |
| FSZ     | Faserstrukturzylinder                                  |

---

---

|             |   |
|-------------|---|
| Fi          | Filter  |
| F1-F4       | Faserzuschnitte 1 bis 4   |
| G           | Glatt   |
| GMU         | Gesamtmessunsicherheit  |
| GP          | Glattprobe  |
| GT          | Grundträger   |
| GUM         | Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement                             |
| H, <i>H</i> | Heizer, charakteristische Höhe  |
| HS          | Heizerstumpf  |
| HSPI        | zwischen Heizerstumpf und Probenisolierung  |
| HWK         | Heißwasserkreis   |
| Hg          | Quecksilber   |
| Hyst        | Hysterese   |
| hydr        | hydrostatisch   |
| IBS         | Initiierung des Blasensiedens   |
| IFAM        | Institut für Fertigungstechnik und Angewandte Materialforschung                   |
| ISE         | Institut für Solare Energiesysteme  |
| i           | innerer   |
| K           | Kapillare, Kontakt, Konvektion  |
| KAWK        | Kaltwasserkreis   |
| KF          | Kapillarfütterung   |
| KFSZGT      | Kontaktfläche des bzw. der Faserstrukturzylinder(s) mit dem Grundträger der Probe |
| KH          | Kühlhaus  |
| KMU         | kombinierte Messunsicherheit  |
| KS          | Keimstelle  |
| KTS         | Kühlhaustemperaturschwankung  |
| KÜWK        | Kühlwasserkreis   |
| K88         | Werkstoff Wieland K-88  |
| kKS         | künstliche Keimstelle   |
| kS          | konvektives Sieden  |
| korr        | korrigiert  |
| krit        | kritisch  |
| L, <i>L</i> | Leitung, charakteristische Länge  |
| LK          | Leckage, Leitung und Konvektion   |
| LS          | Langzeitstabilität  |
| l           | Korrelationsparameter   |
| M           | Festkörper- bzw. Fasermaterial  |
| MD          | Messdaten   |
| MEFSZ       | geflutete Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders                     |
| MGT         | Mantelfläche des Grundträgers der Probe   |
| MMZG        | gesamte mögliche Mikrozonenfläche   |

---

|         |  |
|---------|--|
| MP      | Mittelwertbildung in der Probe   |
| MU      | Messunsicherheit   |
| MUB     | Messunsicherheitsbudget  |
| MZ      | Mikrozonenfläche   |
| Mess    | Messwert bzw. Messung  |
| m       | mittlere(r), Korrelationsparameter   |
| max     | maximal(e), Maximum  |
| min     | minimal(e), Minimum  |
| NJ      | Nullpunktjustierung  |
| n       | Korrelationsparameter  |
| P       | Pore, Probe  |
| PI      | Probenisolierung   |
| PM      | poröses Medium   |
| PP      | Polypropylen   |
| PW      | Probenwand   |
| pFD     | polierter Flachdraht   |
| RB      | Randbedingung  |
| REPM    | Reproduzierbarkeitsmessung   |
| RHI     | radiale Halbisolierung   |
| RTM     | Referenztemperaturmessung  |
| RWFM    | Referenzwärmeflussmessung  |
| rO      | raue Oberfläche  |
| ref     | Referenz   |
| S       | Strahlung, statischer, makroskopischer oder scheinbarer                                      |
| SL      | Strahlung und Leitung  |
| SLK     | Strahlung, Leitung und Konvektion  |
| SMEFSZ  | geflutete Stirn- und Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders                     |
| S1-S6   | Simulationsparameter 1 bis 6   |
| Sat     | Sättigungszustand  |
| SorCool | BMWi-Verbundprojekt zur Entwicklung einer Adsorptionskältemaschine mit hoher Leistungsdichte |
| Syst    | System   |
| skl     | Skelett  |
| UDTSat  | Umrechnung Druck in Sättigungstemperatur   |
| V       | Verdampfer   |
| VDI     | Verein Deutscher Ingenieure  |
| VF      | vollständige Flutung   |
| VK      | Vakuumkammer   |
| VTI     | Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand   |
| W       | Wand, Wachstum   |
| WAF     | Wärmeableitfehler  |



---

|              |  |
|--------------|--|
| WD           | Wasserdampf  |
| WVG          | Wärmeverluste bzw. -gewinne  |
| Zyl          | Zylinder   |
| 0            | Referenzwert   |
| 1            | Temperaturfühlernummerierung, Oberflächenbezeichnung und Zustand, bei der die Dampfblasenablösung mit der Reduzierung der Wärmezufuhr zum Erliegen kommt |
| 2            | Temperaturfühlernummerierung, Oberflächenbezeichnung und Zustand, ab dem es bei steigender Wärmezufuhr zur Initiierung des Blasensiedens kommt           |
| I-IV         | Flächenbezeichnung   |
| +            | obere Begrenzung   |
| –            | untere Begrenzung  |
| *            | dimensionslose Variable  |
| °            | statischer   |
| $\mu$        | mikroskopischer  |
| $\sigma - h$ | horizontale Komponente der Haftkraft zwischen Blase und Wand $F_{\sigma}$  |
| $\sigma - v$ | vertikale Komponente der Haftkraft zwischen Blase und Wand $F_{\sigma}$  |

---

### Dimensionslose Kennzahlen

---

| Zeichen       | Bedeutung                  |
|---------------|----------------------------|
| $Gr$          | Grashof-Zahl               |
| $Ja$          | Jakob-Zahl                 |
| $Nu$          | Nußelt-Zahl                |
| $Pr$          | Prandtl-Zahl               |
| $Ra$          | Rayleigh-Zahl              |
| $Ra_{\gamma}$ | modifizierte Rayleigh-Zahl |

---

## 1 Einleitung

---

Im Mittelpunkt dieser Arbeit steht die Untersuchung geeigneter Verdampferstrukturen für den Einsatz in thermisch betriebenen Kältemaschinen. In diesem Kapitel werden zunächst die Beweggründe zur Durchführung dieser Arbeit und die Einbindung in ein vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) gefördertes Projekt erläutert. Anschließend werden die Gemeinsamkeiten und Unterschiede beim Kälteerzeugungsprozess von Kompressionskältemaschinen und Ab- sowie Adsorptionskältemaschinen kurz beschrieben. Typische Arbeitsmittel und Stoffpaarungen, die bei Ab- und Adsorptionskältemaschinen für die Raumklimatisierung Anwendung finden, werden genannt sowie der Kälteerzeugungsprozess in einer Adsorptionskältemaschine anhand einer exemplarischen Bauform vorgestellt. Darauf aufbauend werden die Betriebsbedingungen im Verdampfer und die an ihn gestellten Anforderungen sowie der Stand der Technik marktverfügbarer Technologien bzw. typische Verdampferbauformen vorgestellt und Forschungsarbeiten innerhalb der letzten Jahre genannt. In Anlehnung daran erfolgt die Erläuterung der Ziele und des Aufbaus der Arbeit.

---

### 1.1 Motivation und Projekteinbindung der Arbeit

---

Weltweit wird in etwa ein Drittel der Endenergie im Gebäudesektor benötigt, wobei mehr als die Hälfte dieser Energie in Ländern mit gemäßigttem Klima zum Heizen, Kühlen und für die Warmwassererzeugung benötigt wird [95; 185]. In Europa sind es ca. 40 % [54]. Obwohl Gebäudekonzepte zur Reduzierung des Energiebedarfs bereits weitgehend etabliert sind und durch Bauvorschriften, wie z. B. die Energieeinsparverordnung EnEV in Deutschland, unterstützt werden, steigt die Nachfrage nach Klimageräten mit geringer Leistung in Europa nach wie vor an. Die Hauptgründe für dieses Wachstum sind neben der globalen Erwärmung der steigende Lebensstandard, architektonische Besonderheiten und Trends sowie eine erhöhte Nachfrage für Nahrungsmittelkühlung [54]. Auf internationaler Ebene wird dieser Trend durch Studien anhand der größten Metropolregionen bestätigt [64; 166]. Würde man diesen Bedarf mit herkömmlicher Klimatechnik, d. h. mit elektrisch angetriebenen Kompressionskältemaschinen, decken, hätte dies eine hohe Spitzenstromlast während der Sommermonate zur Folge. Dies könnte im Extremfall einen Zusammenbruch des Stromnetzes hervorrufen. Auch haben einige der gängigen Arbeits- bzw. Kältemittel, die in elektrisch angetriebenen Kältemaschinen eingesetzt werden, eine signifikante Treibhauswirkung [198].

Eine mögliche Alternative stellt der Einsatz thermisch betriebener Kältemaschinen wie Ab- oder Adsorptionskältemaschinen dar, die je nach Verschaltung auch zum Heizen verwendet werden können. Die Chance dieser Technologie liegt in der Nutzung thermischer Antriebsenergie. Somit besteht die Möglichkeit, die Abwärme technischer Prozesse z. B. von Kraftwerken oder Solarenergie zu verwenden. Bei geeigneter Ausführung kann dadurch Primärenergie eingespart und gleichzeitig der Stromverbrauch reduziert werden [153; 198]. Außerdem lassen sich durch ihren Einsatz die erwähnten Lastspitzen dämpfen [130]. Darüber hinaus wird in den meisten für die Raumklimatisierung entwickelten Ab- und Adsorptionskältemaschinen das umweltverträgliche Arbeitsmittel Wasser (R – 718) verwendet.

Die am Markt verfügbaren Systeme führen jedoch nach wie vor ein Nischendasein, da sie im Vergleich zu Kompressionssystemen deutlich höhere Investitionskosten erfordern und nicht sehr kompakt sind. Ferner besteht Bedarf hinsichtlich der Steigerung ihrer Gesamteffizienz [41; 56]. Aus diesem Grund wird seit einigen Jahren die Entwicklung von Ab- und Adsorptionskältemaschinen im kleinen Leistungsbereich ( $< 50 \text{ kW}$ ) vorangetrieben. Dabei sei vor allem auf die Arbeiten des Annex 24 und Annex 34 sowie Task 25 und Task 38 verwiesen, die im Rahmen zweier Programme

---

der Internationalen Energieagentur („Heat Pump Programme“ bzw. „Solar Heating & Cooling Programme“) bearbeitet wurden.

Als Schlüsselkomponenten für die kostengünstige Herstellung, die Reduzierung des Bauvolumens (Kompaktheit) und die Optimierung der Gesamteffizienz beider Technologien wurden die in der Maschine verwendeten Wärmeübertrager identifiziert. Diese sind der Ab- und Adsorber bzw. Desorber sowie der Verdampfer [40; 156; 23].

Was die Adsorptionstechnologie betrifft, die im Vordergrund der hier durchgeführten Betrachtungen steht, standen zunächst die Sorptions-Materialentwicklung [170; 142; 18; 35] und die Verbesserung des Wärme- und Stoffübergangs am Adsorber [26; 148] im Vordergrund. Die dadurch erreichte Erhöhung des Arbeitsmittelumsatzes und die Reduzierung der Zykluszeiten erfordert eine erhöhte Verdampfungsleistung, um den Wärme- und Stofftransport innerhalb der Maschine nicht zu limitieren. Eine schlichte Vergrößerung des Verdampfers ist jedoch nicht zielführend, da so die im Adsorber erreichte Verbesserung der Leistungsdichte kompensiert würde.

Während hinsichtlich der Auslegung von Wärmeübertragern im Normal- und Überdruckbereich umfangreiche Literatur zur Verdampfung von Wasser existiert, ist der Niederdruckbereich – der in Adsorptionskältemaschinen durch die Verdampfung bei Systemdrücken zwischen 7,6 mbar und 20,7 mbar gegeben ist – kaum Gegenstand von Untersuchungen (vgl. Literaturrecherche über bisherige Studien zum Behältersieden in Unterkapitel 1.2 und Abschnitt 2.4.1). Bisher kamen Verdampferbauformen zum Einsatz, die sich innerhalb anderer Anwendungsfälle bewährt haben und nicht speziell an die Anforderungen in Adsorptionskältemaschinen angepasst wurden.

Die Fragestellung der Verdampferentwicklung wurde im Rahmen eines vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) geförderten Verbundprojekts mit dem Titel „Entwicklung einer Adsorptionskältemaschine mit hoher Leistungsdichte (SorCool)“ aufgegriffen. Dieses Projekt fokussierte die Weiterentwicklung der Anlagenbauteile Adsorber und Verdampfer, die das größte Optimierungspotenzial bei der Entwicklung hocheffizienter thermisch angetriebener Adsorptionskältemaschinen bieten. Es bestand aus dem Teilprojekt A (Förderkennzeichen: 0327423A): „Kältemaschinenentwicklung auf Basis aufkristallisierter Adsorber“ (Laufzeit: 01.04.2007 – 30.09.2009) und Teilprojekt B (Förderkennzeichen: 0327423B): „Verdampfer und Heat Pipes (SorCool)“ (Laufzeit: 01.08.2007 – 31.12.2011) und wurde von der SorTech AG bzw. dem Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme (ISE) geleitet und bearbeitet.

Die vorliegende Dissertation basiert auf Arbeiten des Teilprojekts B. Hier wurden unter anderem experimentelle Untersuchungen zur Verdampfung von Wasser im Niederdruck an zwei Versuchsaufbauten durchgeführt. Einer diente dabei der Charakterisierung marktverfügbarer Wärmeübertragerstrukturen (Vermessung von berieselten und teilgefluteten Systemen), der andere zur Bestimmung der Siedekennlinienbereiche des konvektiven Siedens und des anfänglichen Bereichs beim Blasensieden (niedrige Wärmeströme) für verschiedene Oberflächenstrukturen. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurden am zweiten Versuchsaufbau durchgeführt. Untersuchungsgegenstand hierbei waren Metallfaserstrukturen. Ein Teil der beschriebenen Grundlagen, der Versuchsaufbau, untersuchte Proben und gewonnene Ergebnisse wurden bereits im Abschlussbericht des Projekts dargestellt (vgl. [200]).

Die konkrete Zielsetzung der vorliegenden Arbeit und das methodische Vorgehen werden in Unterkapitel 1.3 beschrieben.

---

## 1.2 Der Verdampfer einer Adsorptionskältemaschine

---

Die Kälteerzeugung, die bei Kompressionskältemaschinen durch den elektrisch betriebenen Verdichter angetrieben wird, erfolgt in Ab- und Adsorptionskältemaschinen durch einen thermischen Verdichter. Die Arbeitsschritte Ansaugen des dampfförmigen Arbeitsmittels aus dem Verdampferraum und das anschließende Komprimieren sowie Verflüssigen am Kondensator sind vom Prinzip her identisch. Sie werden in Ab- und Adsorptionskältemaschinen jedoch durch die Wärmeübertrager Ab- bzw. Adsorber und Generator bzw. Desorber umgesetzt. Das physikalische Grundprinzip der Sorptionskühlung beruht auf dem Potenzial der dabei eingesetzten Sorptionsmittel, Feuchtigkeit aufzunehmen und wieder abzugeben. Während dies in Absorptionskältemaschinen durch ein flüssiges Sorptionsmittel erfolgt, kommen in Adsorptionskältemaschinen feste Sorptionsmittel zum Einsatz. Hierdurch entstehen apparative Unterschiede. Absorptionskältemaschinen verfügen prozessbedingt über einen Lösungsmittelkreis, in dem das Sorptionsmittelgemisch durch eine Pumpe (Lösungsmittelpumpe) zirkuliert wird. In Adsorptionskältemaschinen verbleibt das feste Sorptionsmittel hingegen an einem Ort. Da das Sorptionsmittel nicht zirkuliert werden kann, erfolgt der Prozess diskontinuierlich durch das zyklische Wechseln zwischen Ad- und Desorption [141]. Dies wird ausschließlich durch die interne und externe Steuerung von Ventilen realisiert. Vorteilhaft stellen sich bei Adsorptionskältemaschinen daher beispielsweise eine geringe Anzahl an beweglichen Bauteilen und damit die robuste Bauweise dar [55]. Ihr elektrischer Energiebedarf ist durch den Verzicht auf die Lösungsmittelpumpe außerdem etwas geringer als bei Absorptionskältemaschinen [66]. Die Möglichkeiten zur Wärmerückgewinnung sind aufgrund des zyklischen Prozesses hingegen etwas schlechter. Dies äußert sich in einer geringeren thermischen Leistungszahl [55; 66].

In den meisten für die Raumklimatisierung entwickelten Ad- und Absorptionskältemaschinen wird Wasser als Arbeitsmittel genutzt, das durch Verdampfung auf niedrigem Temperaturniveau dem Kaltwasserkreis Wärme unter Umgebungstemperaturniveau entzieht (Kältebereitstellung oberhalb von 0 °C). Die Eigenschaften von Wasser – welches als Reinstoff verdampft wird – bedingen, dass die Prozesse im Niederdruck stattfinden. Typische Arbeitspaare in Adsorptionskältemaschinen sind Wasser in Kombination mit den Sorptionsmitteln Zeolith, Silikagel oder Aktivkohle und in Absorptionskältemaschinen Wasser mit dem Sorptionsmittelgemisch Wasser/Lithiumbromid oder Wasser/Lithiumchlorid [56].

Der Prozess in einer Adsorptionskältemaschine wird an Abbildung 1.1 erläutert. Hier ist auf der linken Seite die schematische Darstellung einer Adsorptionskältemaschine für eine exemplarische Bauform mit den Anschlüssen an die externen Kreisläufe (Kaltwasser, Kühlwasser und Heißwasser) nach Hoffmann [59] zu sehen. Sie besteht im Inneren aus insgesamt vier Kammern, die untereinander durch schaltbare Ventile voneinander getrennt sind, und einem Siphon zwischen dem Kondensator und dem Verdampfer (vgl. U-Rohr). Innerhalb dieser Kammern sind die vier Wärmeübertrager Verdampfer, Ad- bzw. Desorber und Kondensator positioniert. Die Wärmeübertrager Ad- bzw. Desorber sind mit dem zuvor erwähnten Sorptionsmittel beschichtet. In der rechten Darstellung sind die zugehörigen Ein- und Austrittstemperaturen des Kaltwasserkreises  $t_{\text{Ein,KAWK}}$  bzw.  $t_{\text{Aus,KAWK}}$  (Wärmeträgerfluid) und der Verdampferdruck  $p_v$  innerhalb der Maschine (Arbeitsmittel-seite), die sich für das Arbeitsmittel Wasser ergeben, anhand exemplarischer Messdaten eines vollständig gefluteten Verdampfers nach Schicktanz und Núñez [145] gezeigt. Sie wurden für die Adsorptionskältemaschine SorTech SKA PT 404 des Herstellers SorTech AG gemessen.

Der Betriebsablauf wird im Folgenden ausgehend vom desorbierten bzw. regenerierten oder umgangssprachlich trockenen Adsorber erläutert.

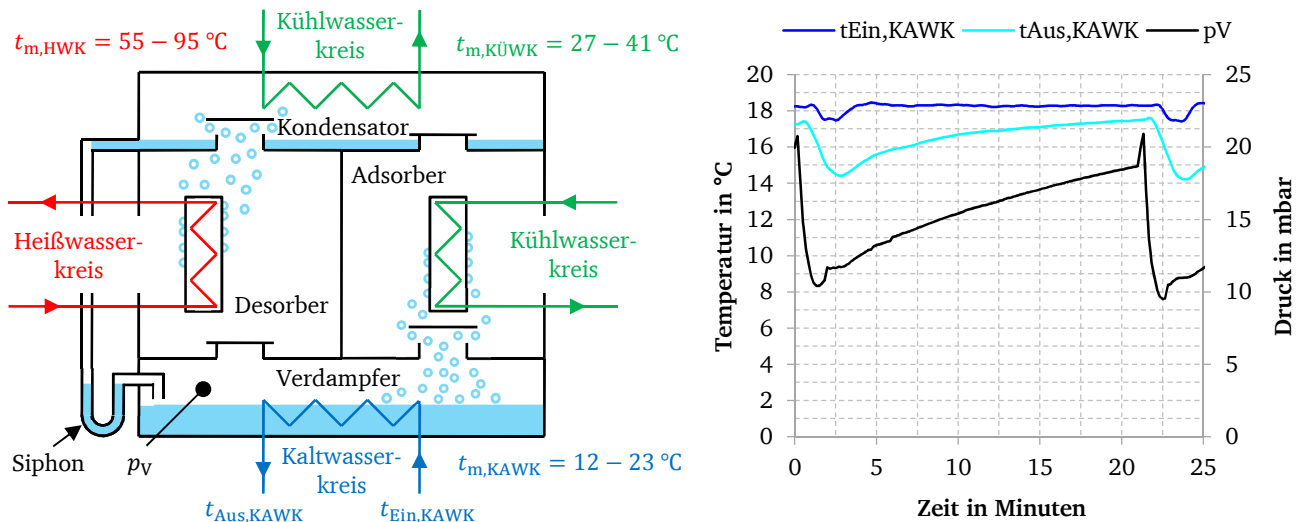


Abbildung 1.1: Exemplarische Bauform einer Adsorptionskältemaschine nach Hoffmann [59] (links) und gemessener Temperatur- und Druckverlauf am Verdampfer (rechts) nach Messdaten von Schickanz und Núñez [145].

Das Öffnen des Ventils zwischen Verdampfer- und Adsorberkammer ruft – aufgrund des Bestrebens des Sorptionsmaterials, Wasserdampf aufzunehmen (Adsorption) – einen Dampfmassenstrom vom Verdampfer in Richtung des Adsorbers hervor (vgl. blaue Kreise). Hierdurch kommt es zu einer Reduzierung des Verdampferdrucks  $p_v$  und damit einhergehend zu einer Absenkung der Arbeitsmitteltemperatur innerhalb des Verdampfers. Diese hat wiederum einen Temperaturgradienten (Wärmesenke) gegenüber dem Kaltwasserkreis zur Folge. Es kommt zu einem Abfall der Temperatur im Kaltwasserkreis und damit zur Erzeugung verfügbarer Nutzkälte (vgl.  $t_{Aus,KAWK}$ ).

Die im Adsorber bei der Adsorption des Wasserdampfes frei werdende Wärmeenergie wird an den Kühlwasserkreis auf mittlerem Temperaturniveau abgegeben. Der Verdampfungsmassenstrom nimmt dabei mit zunehmender Beladung des Sorptionsmaterials ab (vgl. Anstieg von  $p_v$ ). Da der Sorptionsprozess und infolgedessen die Kälteerzeugung schließlich zum Erliegen kommen würde, sind Adsorptionskältemaschinen häufig mit mehreren Adsorbern ausgestattet. So findet während der zuvor beschriebenen Adsorption von Wasserdampf für die hier gezeigte Bauform im zweiten Adsorber parallel der Desorptions- oder Regenerationsprozess statt (vgl. Desorber). Hier wird der zuvor adsorbierte Wasserdampf durch Wärmezufuhr über den Heißwasserkreis ausgetrieben und am Kondensator durch die Wärmeabfuhr an den Kühlwasserkreis wieder verflüssigt. Der Stofftransport zwischen Desorber und Kondensator ist analog durch die blauen Kreise angedeutet. Das verflüssigte Arbeitsmittel fließt von dort aus über den Siphon schließlich zurück zum Verdampfer.

Wie aus der vorangehenden Beschreibung hervorgeht, stellt der Verdampfer einen thermischen Widerstand für den Wärmefluss vom Kaltwasserkreis zum Arbeitsmittel dar. Dieser setzt sich aus den Wärmewiderständen zusammen, die zwischen Kaltwasserkreis und Wärmeübertrager (Innenseite), über den Wärmeübertrager selbst und innerhalb des Siedebehälters (Außenseite) auftreten.

Für die Realisierung effizienter und kompakter Sorptionskältemaschinen muss der Verdampfer folgende Anforderungen erfüllen:

- 1) möglichst geringe treibende Temperaturdifferenzen (Systemeffizienz)
- 2) hohes dynamisches Ansprechverhalten durch geringe thermische Massen (Vermeidung von Verdampfungsdruckeinbrüchen)
- 3) genügend große Ausführung (Vermeidung des Flaschenhalseffekts)
- 4) geringes Bauvolumen (hohe Leistungsdichte, Minimierung von Wärmeverlusten)
- 5) geringe Kosten

---

Dabei ist das hohe dynamische Ansprechverhalten primär in Adsorptionskältemaschinen von entscheidender Bedeutung. Dies stellt einen deutlichen Unterschied zu stationär arbeitenden Absorptionskältemaschinen dar.

Eine zentrale Anforderung besteht bei beiden Technologien darin, eine möglichst geringe treibende Temperaturdifferenz über den Verdampfer zu erzeugen. Hierdurch lassen sich höhere Verdampfungstemperaturen und -drücke erzielen, die sich im Hinblick auf die erreichte Systemeffizienz positiv auf den Ab- und Adsorptionskältemaschinenprozess auswirken [156; 199; 144; 92]. Um dies zu verstehen, ist eine genaue Prozessbetrachtung anhand der Dühring-Diagramme hilfreich. Hierzu sei auf die Dissertation von Schicktanz [144] verwiesen, in der eine Adsorptionskältemaschine näher betrachtet wird.

Um die Wärmeübertragung entlang des Verdampfers zu verbessern, gilt es vor allem die limitierenden thermischen Widerstände zu reduzieren. Hier ist der Widerstand auf der Außenseite, d. h. zwischen der äußeren Verdampferwand und dem Arbeitsmittel (vgl. Abbildung 1.1 sowie Abbildung 1.2), dominierend, da die Wärmeübertragung innerhalb der Maschine primär durch freie Konvektion charakterisiert ist. Der Widerstand auf der Innenseite des Verdampfers, d. h. zwischen dem Kaltwasserkreis bzw. Wärmeträgerfluid und der inneren Verdampferwand, und der durch die Verdampferwand selbst hervorgerufene Widerstand ist aufgrund hoher Kaltwasservolumenströme (vgl. z. B. Produktinformationen in den Quellen [169], [39] und [63]), geringer Wandstärken und gut wärmeleitender Materialien kleiner. Aus diesem Grund werden in der vorliegenden Arbeit Möglichkeiten zur Reduzierung des thermischen Widerstands auf der Außenseite des Verdampfers analysiert. Dies ist gleichbedeutend mit der Erhöhung des äußeren Wärmeübergangskoeffizienten.

Der thermische Widerstand auf der Außenseite ist von der Betriebsweise des Verdampfers (geflutet oder berieselt) und dem Siederegime abhängig (vgl. Unterkapitel 2.1). Die Erzeugung dünner Arbeitsmittelfilme mit geringem thermischen Widerstand oder das Erreichen des Siederegimes des Blasensiedens sind im Hinblick auf die Reduzierung des Widerstands grundsätzlich vorteilhaft. Letzteres bedingt das Erreichen einer gewissen Temperatur an der äußeren Verdampferoberfläche – der sogenannten Übertemperatur  $\Delta T$  –, um die Dampfblasenbildung zu aktivieren (vgl. Unterkapitel 2.1). Welche Bedingungen am Verdampfer von Ab- bzw. Adsorptionskältemaschine vorliegen, wird anhand der folgenden Abschätzung gezeigt.

Die Kaltwasserein- und -austrittstemperaturen des Verdampfers (Temperatur der Wärmequelle) sind durch die Gebäudeanforderungen definiert und über die Norm (DIN EN 14825) [37] festgelegt. Danach liegen sie bei der Anwendung eines Gebläsekonvektors bei 12 °C bzw. 7 °C und bei einer Kühldecke bei 23 °C bzw. 18 °C (Vollast). Unter der Annahme eines konstanten Temperaturabfalls über die Verdampferwand von 3 K liegt beim Anschluss eines Gebläsekonvektors eine mittlere Oberflächentemperatur der äußeren Verdampferwand von 6,5 °C bzw. 17,5 °C bei der Kühldecke vor. Auf der anderen Seite kann die Sättigungstemperatur innerhalb des Verdampfers (Temperatur der Wärmesenke) aufgrund des nicht konstanten Verdampferdrucks zwischen etwa 3 °C und 18 °C variieren. Dies entspricht Verdampferdrücken im Bereich zwischen 7,6 mbar und 20,6 mbar (vgl.  $p_v$  in der rechten Darstellung von Abbildung 1.1). In Absorptionskältemaschinen liegt sie zum Vergleich bei einem konstanten Wert von ca. 7 °C ( $p_v \approx 10$  mbar), da der Prozess kontinuierlich abläuft [41; 156]. Legt man für beide Technologien einen mittleren Verdampferdruck von 13 mbar (Sättigungstemperatur  $\approx 10,9$  °C) zugrunde, so ergibt sich in Kombination mit den vorangehenden Betrachtungen für den Kühldeckenbetrieb eine mittlere Übertemperatur  $\Delta T$  von ca. 7 K (17,5 °C – 10,9 °C). Blasen müssen folglich bei Übertemperaturen  $\Delta T$  kleiner oder gleich 7 K aktiviert werden, um das Regime des Blasensiedens für einen Verdampferdruck von 13 mbar erschließen zu können.



Bei der Entwicklung von Ab- und Adsorptionssystemen (vgl. [36; 26; 148; 111; 146; 201; 10; 101]) wurden als Verdampfereinheit überwiegend Fallfilm- oder Siedebehälterkonzepte angewendet, bei denen der Verdampfer vollständig oder teilweise mit dem Arbeitsmittel geflutet ist. In Abbildung 1.2 sind diese Konzepte anhand der Versuchsaufbauten, die im Rahmen des SorCool-Projekts zur Vermessung von Rohrbündelwärmeübertragern aufgebaut wurden, dargestellt (vgl. [200]).

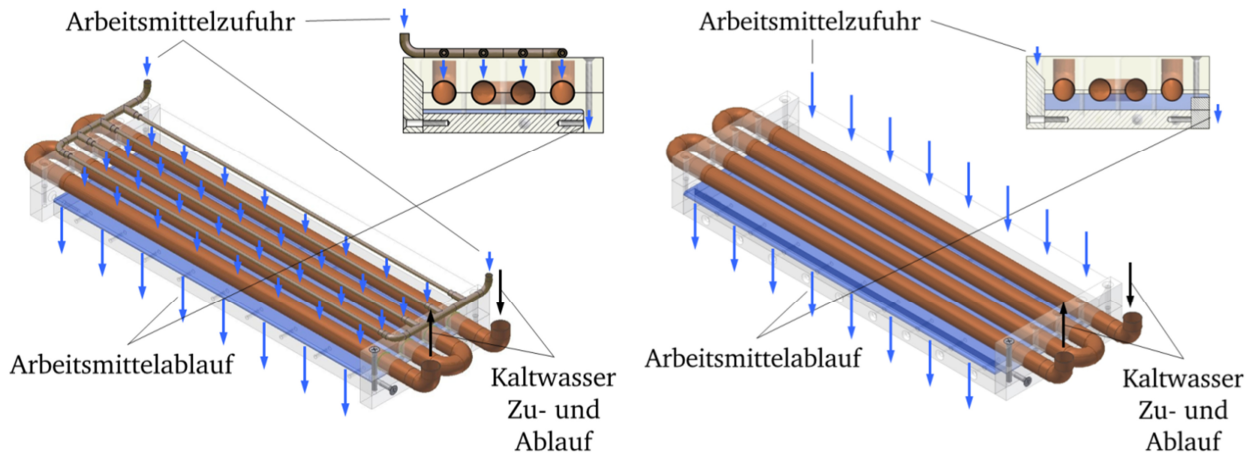


Abbildung 1.2: Darstellung des Fallfilm- (links) und Siedebehälterkonzepts (rechts) bei teilweise geflutetem Verdampfer.

Fallfilmkonzepte kommen typischerweise in Absorptionskältemaschinen zum Einsatz [156], aber auch in der seit kurzem auf dem Markt verfügbaren Gas-Adsorptionswärmepumpe VITOSORP 200 F des Herstellers Viessmann Werke GmbH & Co. KG [34; 191]. Durch das Berieseln der Wärmeübertragerstruktur (vgl. Abbildung 1.2 links) wird ein dünner Wasserfilm mit geringem thermischen Widerstand auf der Verdampferaußenseite erzeugt, aus dessen Oberfläche das Wasser verdampft. Da das Wasser dabei im Überschuss zugeführt wird, ist das nicht verdampfte Wasser über eine Zirkulationspumpe nachzufördern. Als Strukturen kommen Rohre und Lamellen in Frage. Mit dieser Bauform kann der Wärmeleitwiderstand durch die Reduzierung der Wasserfilmdicke minimiert werden. Zum anderen kann die volumenspezifische Leistungsdichte durch den Einsatz großer volumenspezifischer Verdampfungsoberflächen erhöht werden.

Die Siedebehälterkonzepte, bei denen der Verdampfer vollständig oder teilweise mit dem Arbeitsmittel geflutet ist, stellen apparativ die einfachste Bauform dar. Hierbei ist der Verdampfer in das Arbeitsmittel getaucht (vgl. Abbildung 1.2 rechts). Die Vorteile dieser Konzepte liegen in der Vermeidung einer Zirkulationspumpe sowie der apparativ einfachen und damit preiswerten Realisierung. Die Verdampfung erfolgt in beiden Fällen ausschließlich an der freien Wasseroberfläche. Ein Nachteil dieser Konzepte ist die geringe Leistungsdichte aufgrund des größeren thermischen Widerstands im Vergleich zu dem beim Fallfilmkonzept vorliegendem dünnen Film. Hierdurch sind zur Übertragung der identischen Wärmestromdichte höhere Temperaturdifferenzen zwischen Kaltwasser und Wasserdampf als beim Fallfilmkonzept aufzubringen. Vorteilhaft stellt sich bei der Verwendung von Wasser als Arbeitsmittel hingegen die Betriebssicherheit im Fall des Einfrierens heraus, da der Verdampfer weiterhin im thermischen Kontakt mit dem Eis-/Wassergemisch bleibt. Dieses Konzept findet in der Adsorptionstechnik beispielsweise in der Zeolith-Gas-Wärmepumpe zeoTHERM des Herstellers Vaillant Deutschland GmbH & Co. KG Anwendung [188; 189]. Der Verdampfer ist dabei durch ein spiralförmig aufgewickeltes Edelstahlwellrohr, das in zwei Wicklungen übereinander angeordnet ist, ausgeführt. Er fungiert wechselnd als Kondensator und Verdampfer. Unter beiden Wicklungen ist jeweils eine Schale positioniert, die das kondensierte Wasser während der Desorption aufnimmt. Zum Ende der Kondensation ist der Verdampfer zu einem Großteil geflutet und das Füllniveau wird während des Verdampfungsprozesses langsam reduziert.



---

Im teilgefluteten Fall und der Anwendung von strukturierten Rohren, die den Kapillareffekt ausnutzen können (vgl. Abschnitt 3.3.3), zieht sich das Arbeitsmittel am Verdampfer empor. Neben den vollständig gefluteten Bereichen verdampft es hier – analog zum Fallfilmkonzept – zusätzlich aus der Oberfläche dünner Wasserfilme. Außerdem werden Mikrozononen freigelegt, in denen extrem hohe lokale Verdampfungsraten erreicht werden (vgl. „Kapillarfütterung“ in Abschnitt 3.4.3). Vorteilhaft stellt sich bei diesem Konzept die erhöhte Leistungsdichte dar. Diese hängt maßgeblich von der Füllhöhe und der Geometrie des Verdampfers ab. Sie steigt mit der Reduzierung des Füllniveaus [205; 110; 199; 94]. Bei der Verwendung von Wasser als Arbeitsmittel ist analog zum Fallfilmkonzept darauf zu achten, dass der Verdampfer nicht vereist. Dieses Konzept wird in den neueren Generationen der Adsorptionkältemaschinen ACS 08 und ACS 15 des Herstellers SorTech AG eingesetzt. Als Kapillarstruktur wird ein Rippenrohr eingesetzt, das zur Hälfte geflutet ist [110].

Die Erhöhung der Leistungsdichte bzw. die Effizienzsteigerung der Verdampfereinheit in Sorptionskältemaschinen ist erst in den letzten Jahren thematisiert worden. Hier standen zunächst die Absorptionstechnologie und die Anwendung von Fallfilmkonzepten im Vordergrund. Die angestrebte Effizienzsteigerung wurde von Kim und Kang [73] z. B. durch mit Plasma behandelte Oberflächen (Glattrohr, Spiralrohr, Wellrohr und Finnen), die ein besseres Benetzungsverhalten aufweisen (Oberflächenhydrophilierung), und von Schultz [156] durch den Einsatz von Finnenstrukturen erreicht. Xia et al. [205] zeigten als Erste das Potenzial der Leistungssteigerung durch die Ausnutzung von Kapillarkräften an vollständig und teilweise gefluteten Rohren mit rechteckigen Mikrorillen. Die Steigerung der Leistungsdichte speziell im Verdampfer von Adsorptionkältemaschinen wurde nach Kenntnis des Autors erstmalig im Zuge der Arbeiten am SorCool-Projekt begonnen. Da der mögliche Verzicht auf interne Pumpen einen Vorteil dieser Technologie im Vergleich zur Absorption darstellt, lag das Augenmerk auf Verdampferkonzepten, die ohne Arbeitsmittelpumpe auskommen. Wie anhand mehrerer Arbeiten an marktverfügbaren Strukturen mit den in Abbildung 1.2 dargestellten Verdampferkonzepten gezeigt werden konnte (vgl. [149; 150; 199; 151; 152]), stellte sich die Ausnutzung des Kapillareffekts als vielversprechendste Möglichkeit zur Steigerung des Wärmeübergangs auf der Außenseite der untersuchten Rohrbündelwärmeübertrager dar. Dabei wurden Lamellen, Rippen/Finnen und galvanisch aufgebrachte Mikrostrukturen untersucht und außerdem wurde dem Effekt der gezielten Verbesserung der Oberflächenbenetzung an einer Finnenstruktur (Hydrophilierung) nachgegangen. Diese Erkenntnisse wurden durch weiterführende Arbeiten von Lanzarath et al. [94; 93] anhand von thermisch beschichteten Glattrohren und Rippenrohren bestätigt. Das Verdampferkonzept ähnelte dabei dem der rechten Darstellung in Abbildung 1.2.

Gezielte Untersuchungen zur Klärung der Fragestellungen, welche Übertemperaturen für die Erschließung des Regimes des Blasensiedens überhaupt bereitstehen und welche zur Initiierung des Blasensiedens auf realen Oberflächen im gegebenen Druckbereich erforderlich sind, wurden nach Kenntnis des Autors ebenfalls erst im Rahmen des SorCool-Projekts begonnen. In Anlehnung an die zuvor bestimmte Erschließungsgrenze, d. h. maximale Übertemperaturen  $\Delta T \leq 7 \text{ K}$ , geht aus Voruntersuchungen und Untersuchungen anderer Autoren hervor, dass sich das Regime des Blasensiedens ausschließlich durch den Einsatz von Oberflächenstrukturierungen (Siedeverstärkern) erreichen lässt. Insgesamt liegen nur sehr wenige Studien im relevanten Druckbereich vor, die speziell im Hinblick auf ihre wichtigsten Erkenntnisse in Abschnitt 2.4.1 vorgestellt werden.

Metallfaserstrukturen stellen möglicherweise eine vielversprechende Ausführungsform dar, um den äußeren Widerstand im Verdampfer zu reduzieren bzw. den Wärmeübergang zu verbessern. Durch ihre Anwendung kann der als positiv identifizierte Kapillareffekt mit der Erzeugung dünner Filme und Mikrozononenbereiche ausgenutzt werden. Außerdem lässt ihr poröser Aufbau das Erreichen des Regimes des Blasensiedens innerhalb der identifizierten Erschließungsgrenze erwarten (vgl. [199]).

---

### 1.3 Ziele der Studie und methodisches Vorgehen

---

Untersuchungsschwerpunkt bzw. Zielsetzung dieser Arbeit ist die Beschreibung und Bewertung des Siedeverhaltens von Wasser an metallischen Kurzfaserverstrukturen aus Kupfer im Bereich niedriger Drücke. Dabei sollen folgende Fragestellungen beantwortet werden:

- Wodurch ist das Sieden im Niederdruck grundsätzlich charakterisiert bzw. welcher Effekt wird durch die Druckreduzierung im Hinblick auf den Wärmetransport bewirkt?
- Was für Untersuchungen wurden bereits mit Metallfaserverstrukturen durchgeführt, welche Effekte wurden dabei beobachtet bzw. welche Besonderheiten gilt es zu beachten und lassen sich daraus abgeleitete Berechnungsgleichungen im untersuchten Druckbereich anwenden?
- Lässt sich der Siedebereich des Blasensiedens mit Metallfaserverstrukturen bei den in Ab- und Adsorptionskältemaschinen vorliegenden Übertemperaturen von maximal 7 K erreichen?
- Wie wird das Messergebnis konkret durch die Veränderung der geometrischen Metallfaserverstrukturparameter, des Systemdrucks und des Füllniveaus verändert?
- Wie lässt sich die Wärmeübertragung unterhalb der „Erschließungsgrenze“ von 7 K im Hinblick auf das verwendete Faserverstrukturmaterial und unter Berücksichtigung der mit Metallfaserverstrukturen realisierbaren Siedefälle am effizientesten steigern?
- Ist das Auftreten von Siedehysteresen bei Metallfaserverstruktur im untersuchten Druckbereich zu erwarten und welcher Effekt wird durch die Veränderung des Oxidationsgrads der Faserverstruktur bzw. ihres Benetzungsverhaltens hervorgerufen?

Zur Beantwortung dieser Fragestellungen werden die zentralen Aspekte aus der Literatur erarbeitet, experimentelle Untersuchungen durchgeführt und die Wechselwirkungen zwischen der Faserverstruktur und dem zweiphasigen Wärmetransport analysiert. Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

**Kapitel 2** befasst sich – entsprechend des vorliegenden Siedeprozesses in typischen Verdampferbauformen von Ab- oder Adsorptionskältemaschinen – zunächst mit den allgemeinen Grundlagen zum Wärmeübergang beim Behältersieden. Die Einflussparameter auf den Wärmeübergang, die Siedekennlinie und Einflussfaktoren auf ihren Verlauf, Modellvorstellungen und gebräuchliche Wärmeübergangskorrelationen werden hier vorgestellt. Der Fokus liegt dabei auf den im Rahmen der Arbeit relevanten Siedebereichen des konvektiven Siedens und des Blasensiedens. Aufbauend darauf wird das Sieden im Niederdruck behandelt.

In **Kapitel 3** werden die Grundlagen des Siedens und der aktuelle Forschungsstand zu Untersuchungen an Metallfaserverstrukturen erläutert. Verschiedene Siedefälle, ihre Besonderheiten, die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten und weiterer wichtiger Größen werden in Abhängigkeit der relevanten Siederegionen vorgestellt. Letztere werden gemeinsam mit der Korrelation einer Vergleichsstudie zum Literaturabgleich in Kapitel 7 herangezogen.

In **Kapitel 4** werden die wichtigsten Erkenntnisse der vorangehenden Kapitel und offene Fragen zusammengefasst.

In **Kapitel 5** werden der Versuchsaufbau, das Siedebehälterkonzept, die verwendete Mess- bzw. Versuchstechnik, die untersuchten Proben und Probenkonzepte, der Herstellungsprozess der Metallfaserverstrukturen, charakteristische Probenparameter und die Versuchsziele sowie die Bestimmung der Porendurchmesser- und -verteilung nach dem Verfahren der Quecksilberporosimetrie gezeigt. Abschließend werden das verwendete Arbeitsmittel und die Durchführung der Versuche beschrieben.

---

In **Kapitel 6** wird die Messdatenauswertung erläutert, die Bestimmung der charakteristischen Größen der Siedekennlinie vorgestellt und die Ergebnisse der zu erwartenden Messunsicherheit des Siedebehälterkonzepts werden diskutiert.

**Kapitel 7** stellt die Messergebnisse entsprechend der in Kapitel 5 beschriebenen Versuchsziele vor. Der Einfluss geometrischer Faserparameter wie auch der Anzahl der Faserstrukturzylinder werden im Hinblick auf die Initiierung des Blasensiedens und den weiteren Verlauf der Siedekennlinie für den vollständig gefluteten Fall gezeigt und diskutiert. Ergebnisse einer Druck- und Füllniveauvariation folgen. Das Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung wird in Abhängigkeit von zwei unterschiedlichen Aufbauvarianten der Proben betrachtet. Im Anschluss daran werden Untersuchungsergebnisse zum Siedeverzug und zur Frage nach dem Einfluss der Oxidation gezeigt.

In **Kapitel 8** werden sämtliche im Rahmen der Arbeit gewonnenen Ergebnisse zusammengefasst, bewertet und ein Ausblick für zukünftige Messungen gegeben.

Im **Anhang** sind die Quellen der nachgedruckten Bilder aufgelistet und die Checkliste zur Durchführung der Versuche wird gezeigt. Außerdem werden dort die durchgeführten Simulationen zur Abschätzung der Wärmeverluste bzw. -gewinne am Grundträger der Proben sowie die Bestimmung der für die Messunsicherheitsbetrachtung herangezogenen einzelnen Messunsicherheitsbeiträge im Detail beschrieben.

## 2 Grundlagen des Wärmeübergangs beim Behältersieden

Der von einer Heizfläche an ein angrenzendes Fluid übertragene Wärmestrom  $\dot{Q}$  kann grundsätzlich als Produkt aus der mit ihm in Kontakt stehenden äußeren Wärmeübertragungsfläche  $A_A$ , dem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  und der vorliegenden mittleren Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen der Wandoberfläche  $T_W$  und der Flüssigkeit  $T_F$  über den Zusammenhang [88]

$$\dot{Q} = A_A \cdot \alpha_m \cdot (T_W - T_F) \quad (2.1)$$

ausgedrückt werden, wobei  $\Delta T$  typischerweise als Übertemperatur bezeichnet wird [13; 22; 181].

Aus Gleichung (2.1) geht hervor, dass sich die Wärmeübertragung durch die Erhöhung von  $\alpha_m$ ,  $A_A$  und  $\Delta T$  verbessern lässt. Da eine Vergrößerung von  $A_A$  durch Größe, Gewicht und Kosten des Wärmeübertragers limitiert ist und die Erhöhung von  $\Delta T$  zwar realisierbar ist, jedoch einen negativen Effekt auf die Effizienz des Wärmeübertragers oder die Systemeffizienz haben kann (vgl. Unterkapitel 1.2), stellt die Vergrößerung von  $\alpha_m$  den effizienteren Weg zur Steigerung der Wärmeübertragung dar [88]. Wie groß  $\alpha_m$  für eine gegebene Kombination aus Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  und dem angrenzenden Fluid in Abhängigkeit des übertragenen Wärmestroms  $\dot{Q}$  und der vorliegenden Übertemperatur  $\Delta T$  ist, geht aus der Siedekennlinie hervor (vgl. folgendes Unterkapitel).

### 2.1 Die Siedekennlinie und betriebsbedingte Einflussfaktoren auf ihren Verlauf

Die Darstellungsweise des Messergebnisses aus zugeführter Wärmestromdichte  $\dot{q} = \dot{Q}/A$  und Übertemperatur  $\Delta T$  sowie der daraus bestimmte mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_m = \dot{q}/\Delta T$  in Abhängigkeit von  $\Delta T$  heißt Siedekennlinie. Sie wurde erstmals von Nukiyama [115] in dieser Form über einen weiten Bereich von  $\dot{q}$  und  $\Delta T$  aufgezeichnet und zur Kennzeichnung der dabei vorliegenden Siederegime mit unterschiedlicher Effizienz des Wärmeübergangs vorgeschlagen. Aus diesem Grund wird sie oft auch als Nukiyama-Kurve bezeichnet [13; 181]. Der linke Bildausschnitt in Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch eine Siedekennlinie/Nukiyama-Kurve nach Stephan et al. [181].

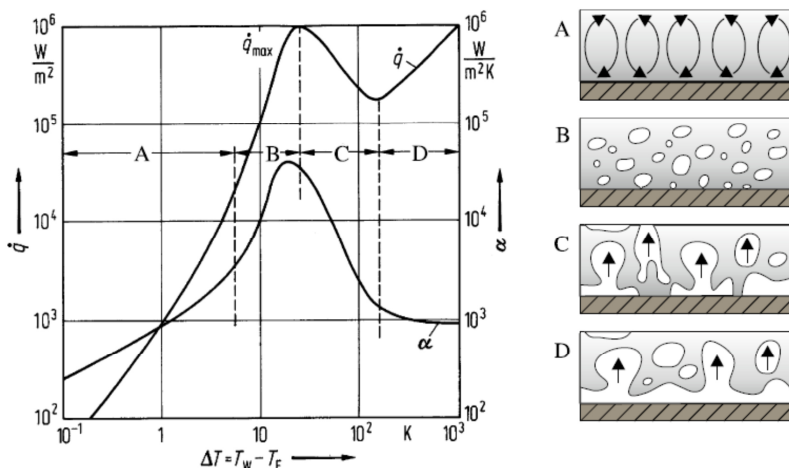


Abbildung 2.1: Nukiyama-Kurve. A freie Konvektion, B Blasenverdampfung, C instabile Filmverdampfung, D stabile Filmverdampfung. Nachgedruckt aus Stephan et al. [181]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1).

Die unterschiedlichen Siederegime sind dabei kenntlich gemacht und die skizzierten Bildausschnitte auf der rechten Seite verdeutlichen das vorliegende Siederegime anhand der dabei gemachten Beobachtungen. Das Fluid außerhalb der thermischen Grenzschicht besitzt Sättigungstemperatur und die Wärme wird auf der Oberseite einer horizontalen Platte abgeführt [181].

---

Im Bereich niedriger Übertemperaturen  $\Delta T$  findet konvektives Sieden (A) ohne Blasenbildung statt, d. h. der Phasenwechsel erfolgt ausschließlich an der freien Fluidoberfläche. Durch die Erwärmung der Heizwand verringert sich die Dichte der wandnahen Flüssigkeit, wodurch eine im Schwerfeld nach oben gerichtete Auftriebskraft entsteht. Ist diese groß genug, um die Ruheschubspannungen in der Flüssigkeit zu überwinden, kommt es zur Ausbildung eines stabilen Strömungsfelds (Konvektion) und damit zur Verbesserung von  $\alpha_m$ . Bei zu geringen Auftriebskräften erfolgt der Wärmetransport hingegen ausschließlich durch Wärmeleitung und -strahlung. Der Wärmestrahlungsanteil ist dabei meist zu vernachlässigen [171; 58; 13; 181].

Mit der Zunahme von  $\Delta T$  bzw.  $\dot{q}$  wird der Bereich der Blasenverdampfung (B) erreicht. Die Dampfblasen entstehen hier ausgehend von Keimstellen (Heizflächen-Rauigkeiten), die zunächst aktiviert werden müssen (vgl. Abschnitt 2.3.2). Je höher  $\Delta T$  desto mehr aktive Keimstellen liegen vor und die Blasenabrissfrequenz steigt einhergehend mit der Intensität der Flüssigkeitsdurchmischung [181]. Hierbei kommt es zu einer deutlichen Verbesserung des Wärmeübergangs, wie aus dem steileren Kurvenanstieg von  $\dot{q}$  und  $\alpha_m$  im Vergleich zum konvektiven Sieden hervorgeht und stellt die Motivation für die Erschließung dieses Siederegimes dar.

Bei noch höherem  $\Delta T$  kommt es nach dem Durchlauf einer maximalen Wärmestromdichte – der kritischen Wärmestromdichte – von der instabilen (C) zur stabilen Filmverdampfung (D). Diese Siederegime sind im Rahmen dieser Arbeit jedoch bedeutungslos. Die im Bereich des konvektiven Siedens und des Blasensiedens auftretenden Wärmetransportmechanismen und die Berechnung von  $\alpha_m$  werden hingegen in den Unterkapiteln 2.2 und 2.3 genauer behandelt.

Die Siedekennlinie einer Kombination aus Heizfläche und Arbeitsmittel und damit der funktionale Zusammenhang von  $\dot{q}$  bzw.  $\alpha_m$  und  $\Delta T$  werden maßgeblich durch die vorliegenden Betriebsbedingungen sowie der Art und Weise, wie die Kennlinie während des Versuchs aufgezeichnet wird, bestimmt. Ihr Verlauf ist abhängig von

- 1) den Heizflächeneigenschaften (Wärmeleitfähigkeit, Oberflächentopografie und Keimstellendichte sowie Geometrie),
- 2) den Stoffeigenschaften des Arbeitsmittels (Reinstoff oder Gemisch) in Abhängigkeit der vorliegenden Systembedingungen (z. B. Unterkühlungsgrad und Druck),
- 3) der Heizflächenbenetzung durch das Arbeitsmittel in Abhängigkeit des Oberflächenzustands (z. B. Sauberkeit und Oxidationsgrad der Heizfläche) und den Arbeitsmitteleigenschaften,
- 4) der betrachteten Bezugsfläche, von der die Wärme abgeführt wird,
- 5) der Regelung des Heizers,
- 6) dem Vorgehen bei der Messung (stationäre oder transiente Messdatenaufzeichnung),
- 7) den Siedebehälterabmaßen
- 8) der Ausrichtung der Heizfläche sowie
- 9) der vorliegenden Gravitation.

Ohne die Angabe dieser Aspekte wäre das Ergebnis wertlos.

Die Kenntnis dieser Einflussfaktoren war speziell für den Aufbau des Versuchsstands und die Durchführung der Messungen (vgl. Kapitel 5) sowie dem Abgleich mit Messungen anderer Autoren (vgl. Kapitel 7) wichtig. Sie dient ferner der Einordnung der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Ergebnisse. Aus diesem Grund sollen die wichtigsten und für diese Arbeit relevanten Einflüsse vorgestellt werden. Der Effekt des Drucks – als zentraler Aspekt bzw. Einflussfaktor dieser Arbeit – wird in Unterkapitel 2.4 separat behandelt.

---

## Siedekennlinienverlauf in Abhängigkeit der Regelung

Der Siedekennlinienverlauf ist abhängig davon, ob die Temperatur oder die Leistung des Heizers geregelt wird. Je nach Regelungsart ergeben sich nach Buchholz [21] bei einer Steigerung des zugeführten Wärmestroms und der anschließenden Reduzierung unterschiedliche Siedekennlinienverläufe. Seinen Angaben folgend, ruft der Vergleich identischer Messwerte von  $\dot{q}$  und  $\Delta T$  im Fall der Temperaturregelung keine Veränderung des Siedekennlinienverlaufs hervor. Im Fall der Leistungsregelung ist hingegen eine Veränderung sichtbar. Entscheidend ist, dass das Phänomen der Keimstellenhysterese ausschließlich bei der Regelung mit aufgeprägtem Wärmestrom identifiziert werden kann. Es tritt im Übergangsbereich zwischen konvektivem Sieden und Blasensieden auf und ist bei der Auslegung des Wärmeübertragers zu beachten. Dieses Phänomen und weitere mögliche Hystereseformen – die speziell bei Metallfasern auftreten können – werden in Abschnitt 3.4.2 erläutert.

## Messung stationärer oder transients Siedekennlinien

Die Aufheiz- und Abkühlgeschwindigkeit kann nach Hohl [60] einen signifikanten Einfluss auf den Siedekennlinienverlauf haben. Anhand seiner Untersuchungen konnte er zeigen, dass die Wärmestromdichte während des transienten Aufheizens in allen Siedebereichen über dem stationären Messergebnis (schrittweise steigende bzw. fallende Heizflächentemperatur) liegt und bei der transienten Abkühlung entsprechend darunter – jeweils in Bezug zum identischen Messwert von  $\Delta T$ .

## Unterkühlung des Arbeitsmittels

Nach Carey [22] sorgt eine Unterkühlung des Arbeitsmittels innerhalb des Bereichs des konvektiven Siedens für eine Zunahme von  $\dot{q}$  und  $\alpha_m$  im Vergleich zu dem Fall, bei dem das Arbeitsmittel Sättigungstemperatur besitzt. Dies geht qualitativ auch aus Gleichung (2.1) hervor und ist darauf zurückzuführen, dass  $\Delta T$  durch die Unterkühlung der Fluidtemperatur vergrößert wird. Im Bereich des Blasensiedens bewirkt die Unterkühlung laut Marek [104] eine Verbesserung der Bedingungen für das Blasenwachstums. Das Blasenwachstum erfolgt nach ihm dabei umso früher – also bei geringerem  $\Delta T$  –, je geringer die Flüssigkeitsunterkühlung ist, d. h. beim Sättigungssieden wird es verstärkt. Der Unterkühlungseffekt wird durch Fisenko et al. [44] bestätigt.

## Anwesenheit von Inertgasen

Die Anwesenheit nicht kondensierbarer Gase (Inertgase) – wie beispielsweise im Arbeitsmittel gelöste Luft – wirkt sich ausschließlich auf den Bereich des Blasensiedens aus. Hier rufen sie im Allgemeinen einen Anstieg von  $\dot{q}$  und  $\alpha_m$  im Vergleich zu Messungen an einem Arbeitsmittel ohne Inertgasanteil hervor [49; 171; 208; 104; 135; 57; 44; 136]. Dieses Verhalten wird von Marek [104] auf zwei Effekte zurückgeführt. Zum einen sorgt das bei der Verdampfung am Blasenfuß einer Blase mitgerissene Inertgas für eine Reduzierung des Partialdrucks des Dampfes in den Blasen und damit der Temperatur an ihren Phasengrenzen. Zum anderen ruft es am Blasenkopf einen Wärme- und Stoffübergangswiderstand für die Kondensation des Dampfes im Vergleich zu reinem Dampf hervor. Somit wird das Blasenwachstum begünstigt und ihr Abriss bereits bei geringerem  $\Delta T$  hervorgerufen.  $\Delta T$  ist dabei umso geringer, je höher die Menge des gelösten Inertgases ist [104].

## Einfluss der Siedebehälterabmaße

Rops et al. [138] konnten durch Untersuchungen an horizontal ausgerichteter, zylindrisch glatter Kupferoberflächen für das Arbeitsmittel Wasser (vermutlich bei Atmosphärendruck) zeigen, dass die Verkleinerung des Durchmessers des Siedebehälters einen Anstieg von  $\dot{q}$  und  $\alpha_m$  im Bereich des Blasensiedens hervorruft. Den Anstieg führen sie auf ein unterschiedliches Strömungsverhalten zu-



rück. So beobachteten sie im Fall größerer Durchmesser des Siedebehälters – infolge der Aktivierung mehrerer Blasenkeimstellen – ein chaotisches Strömungsbild. Bei den kleinen Durchmessern beobachteten sie hingegen einen gerichteten Strömungsfluss. Die Dampfblasenbildung ging im letzteren Fall von einer einzigen Blasenkeimstelle mit kleineren Dampfblasen und höherer Blasenfrequenz aus und wurde aufgrund der damit einhergehenden Flüssigkeitsnachfuhr aus kälteren Regionen mit erhöhter Geschwindigkeit als verantwortlicher Mechanismus zur Verbesserung des Wärmeübergangs angesehen. Die Durchmesser des Siedebehälters (Teflon) variierten im Bereich zwischen 4,5 und 15 mm. Außerdem konnten sie zeigen, dass dieser Effekt weder von der Höhe des Siedebehälters, seinem Material noch vom Durchmesser der Wasserzufuhreinheit beeinflusst wird.

### Verunreinigungen des Arbeitsmittels, der Heizwand und weitere Einflüsse

Die Oberflächenspannung von Wasser wird durch Verunreinigungen herabgesetzt, auch wenn diese nur in sehr geringer Konzentration darin gelöst sind [96]. Damit einhergehend verschlechtert sich die Oberflächenbenetzung [154; 207], wobei das Ausmaß vom Verunreinigungsgrad abhängt. Folglich wird der Siedekennlinienverlauf verändert. Der Einfluss der Oberflächenbenetzung auf den Blasenabreißdurchmesser wird in Abschnitt 0 behandelt. Nach Auracher und Buchholz [12] ist es anhand verunreinigter Oberflächen nicht möglich, reproduzierbare Siedekennlinien zu erzeugen. Bei der Durchführung von Versuchen sind sie daher möglichst zu vermeiden.

Abschließend seien die Einflüsse der Heizflächenausrichtung und der Gravitation erwähnt. Sie werden z. B. von Piro et al. [124] und Rainey und You [134] bzw. Henry et al. [57] untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit sind sie jedoch bedeutungslos, da die untersuchten Heizflächen stets horizontal ausgerichtet werden und die Gravitation nicht variiert wird.

## 2.2 Konvektives Sieden

Wie in Unterkapitel 2.1 erläutert, kommt es erst nach dem Überwinden der Ruheschubspannungen in der Flüssigkeit zum konvektiven Sieden. Der Übergang erfolgt dabei oberhalb einer bestimmten Temperaturdifferenz und wird durch die kritische Rayleigh-Zahl  $Ra_{krit}$  beschrieben. Sie stellt das Produkt aus den dimensionslosen Kennzahlen Grashof-Zahl  $Gr$  und Prandtl-Zahl  $Pr$  dar [58; 181]:

$$Ra_{krit} = Gr \cdot Pr = \frac{\rho_F \cdot \beta_F \cdot g \cdot (T_W - T_F) \cdot L^3}{\nu_F^2} \cdot \frac{\nu_F}{\alpha_F} \quad (2.2)$$

Die Grashof-Zahl charakterisiert dabei das Verhältnis aus den Auftriebskräften und den Zähigkeits- bzw. Reibungskräften, die in der Flüssigkeit wirken. Sie hängt von den Stoffdaten der Flüssigkeit, d. h. ihrer Dichte  $\rho_F$ , dem Volumenausdehnungskoeffizienten  $\beta_F$  und der kinematischen Viskosität  $\nu_F$ , der Erdbeschleunigung  $g$ , der vorliegenden Temperaturdifferenz zwischen Wandoberfläche  $T_W$  und Fluidtemperatur  $T_F$  – hier als kritische Temperaturdifferenz zu betrachten – sowie der charakteristischen Länge  $L$  des Wärmeübergangsproblems ab [178]. Die Prandtl-Zahl beschreibt entsprechend das Stoffwert-Verhältnis von diffusivem Impulstransport zu diffusivem Wärmetransport der reibungsbehafteten Flüssigkeit [181; 125]. Sie ergibt sich als Quotient aus der kinematischen Viskosität  $\nu_F$  und der Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\alpha_F$ .

Maßzahlen für die kritische Rayleigh-Zahl  $Ra_{krit}$  sind von den Randbedingungen und der Geometrie abhängig, die auf die Flüssigkeit wirken bzw. in der sie sich befindet. Im vorliegenden Fall des Behältersiedens ist konkreter ein Zahlenwert von  $Ra_{krit} = 1100,6$  zu überschreiten, um die Ausbildung einer Konvektionsströmung hervorzurufen (vgl. Herwig [58]).



---

### 2.2.1 Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten

---

Die Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Bereich des konvektiven Siedens – als Eingangsgröße zur Berechnung von  $\dot{Q}$  nach Gleichung (2.1) – ist über die Gleichung

$$\alpha_m = \frac{\lambda_F}{L} \cdot Nu_m (Gr_L \cdot Pr) \quad (2.3)$$

gegeben. Darin entspricht  $\lambda_F$  der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit,  $L$  – analog zu Gleichung (2.2) – der charakteristischen Länge des Wärmeübergangsproblems und  $Nu_m$  der mittleren Nußelt-Zahl [178]. Letzte beschreibt die Güte des Wärmeübergangs an die Flüssigkeit und kann als Verhältnis der charakteristischen Länge  $L$  zur Dicke einer an der Oberfläche haftenden gedachten ruhenden Flüssigkeitsschicht  $\delta_F$  angesehen werden, die das ganze Temperaturgefälle aufnimmt [181]. Ist die Temperaturdifferenz ( $T_W - T_F$ ) zur Überschreitung von  $Ra_{krit}$  zu gering (vgl. Gleichung (2.2)), ist  $Nu_m = 1$  und damit  $L = \delta_F$ . In diesem Fall ist  $\alpha_m$  ausschließlich von  $\lambda_F$  und  $L$  abhängig. Wird  $Ra_{krit}$  überschritten, kommt es zum konvektiven Wärmetransport.  $Nu_m$  ist dann um ein Vielfaches größer als beim rein diffusiven Wärmetransport – je größer, desto besser ist der Wärmeübergang [58; 181].

In Abhängigkeit des Anwendungsfalls (Geometrie, Ausrichtung und An- bzw. Umströmung des Wärme übertragenden Körpers) und der Strömungsform (laminar oder turbulent) liegen unterschiedliche Berechnungskorrelationen zur Bestimmung von  $Nu_m$  vor.  $Nu_m$  ist dabei entweder eine Funktion der Grashof-Zahl und Prandtl-Zahl oder der Rayleigh-Zahl und Prandtl-Zahl [50; 76; 77].

Um den Systemdruckeinfluss auf den Wärmetransport zu verdeutlichen (vgl. Abbildung 2.5 in Unterkapitel 2.4), werden in dieser Arbeit die von Gorenflo [50] angegebenen Korrelationen zur Berechnung von  $Nu_m$  herangezogen. Demnach ist  $Nu_m$  für den Bereich der freien laminaren Konvektion und  $Ra > Ra_{krit}$  über die Gleichung

$$Nu_m = 0,6 \cdot (Gr_L \cdot Pr)^{1/4} \quad (2.4)$$

und für den Bereich der turbulenten Grenzschicht entsprechend über die Gleichung

$$Nu_m = 0,15 \cdot (Gr_L \cdot Pr)^{1/3} \quad (2.5)$$

zu berechnen, wobei der Umschlagpunkt im Bereich zwischen  $10^7 < Gr \cdot Pr < 10^8$  vermutet wird. Beide Korrelationen gelten für Prandtl-Zahlen von etwa 2 bis 100, sind sowohl für horizontal ausgerichtete und vollständig geflutete Rohre als auch waagerechte Zylinder anwendbar und geben Messdaten in einem Streubereich von  $\pm 20\%$  wieder. Die Stoffwerte sind bei der mittleren Temperatur zwischen Heizwand und Flüssigkeit  $T_m = 1/2 \cdot (T_W - T_F)$  heranzuziehen. Als charakteristische Länge ist bei der Betrachtung eines Rohres die Überströmlänge  $L = d \cdot \pi/2$  und bei einem waagerechten Zylinder vereinfachend deren Durchmesser  $d$  zu wählen [50].

Anzumerken ist, dass sich der Einfluss verschiedener Füllhöhen der Flüssigkeit auf den übertragenen Wärmestrom  $\dot{Q}$  mit den zuvor genannten Korrelationen nicht bestimmen lässt. Der Effekt dieses Einflussfaktors ist neben dem des Systemdrucks allerdings von Interesse. Im Fall des konvektiven Siedens geht er aus den Berechnungsgrundlagen für die Bestimmung des Wärmeübergangs durch freie Konvektion in geschlossenen Fluidschichten nach Klan und Thess [77] hervor. Die betroffene Veränderung von  $\alpha_m$  in Gleichung (2.1) ergibt sich danach zu:

$$\alpha_m = \frac{\lambda_S}{H} + \frac{\lambda_F}{H} \cdot Nu_m (Gr_H \cdot Pr) \quad (2.6)$$

Gleichung (2.3) wird demnach durch einen Quotienten ( $\lambda_S/H$ ) ergänzt, der den Wärmetransport durch Strahlung über die Füllhöhe  $H$  als charakteristische Länge  $L$  berücksichtigt. Im rechten Term ist analog zu Gleichung (2.3) der Wärmetransport durch Leitung bzw. der entsprechend verbesserte durch Konvektion erfasst. Die Grashof-Zahl ist mit der charakteristischen Länge  $H$ , d. h.  $Ra_H = Gr_H \cdot Pr$ , und den Stoffwerten bei  $T_m$  zu bestimmen.

Wie die Anwendung dieser Berechnungsvorschrift in Witte et al. [200] gezeigt hat, lässt sich ein positiver Effekt auf den übertragenen Wärmestrom bei niedrigen Füllniveaus, aber auch die Intensivierung der Konvektion mit der Zunahme des Füllniveaus erkennen. Folglich ist der positive Effekt ausschließlich bei sehr geringen Füllhöhen zu erwarten, da hier der Wärmetransport durch Leitung dominiert. Der Strahlungsanteil ist zu vernachlässigen (vgl. [200]).

---

## 2.3 Blasensieden

---

Während sich der Wärmeübergang beim konvektiven Sieden durch Gleichungen sehr gut beschreiben lässt, ist dies für das Blasensieden infolge der Komplexität des Prozesses nicht mit einer geschlossenen Theorie möglich. Auch ist der grundlegende Prozess, der den Wärmeübergang verbessert, derzeit noch nicht vollständig verstanden. Teilprozesse wie der Einzelblasenzyklus können hingegen zutreffend beschrieben werden [171; 13; 100]. Die Modellvorstellungen und ihr Entwicklungsstand werden im Folgenden diskutiert.

---

### 2.3.1 Modellvorstellungen zum Wärmetransport beim Blasensieden

---

Die Analyse des verbesserten Wärmetransportsmechanismus beim Blasensieden ist seit Jahrzehnten Forschungsgegenstand zahlreicher Untersuchungen. Im Hinblick auf erste und darauf aufbauende Modellvorstellungen zur Beschreibung des Wärmeübergangs zwischen einer an der Heizwand haftenden Dampfblase und ihrer Umgebung sei auf Mandel [102] und Kim [74] verwiesen.

Die Komplexität des Prozesses und die dabei wirkenden Wärmetransportmechanismen sollen hier anhand des Energieflussbildes von Leiner [96] veranschaulicht werden (vgl. linkes Bild in Abbildung 2.2). Demnach ist die gesamte, an die Flüssigkeit und die Blase übertragene Wärmemenge in einen direkten Einflussbereich der Blase und einen von der Blasenbildung unbeeinflussten Bereich der Heizfläche zu unterteilen. Seinen Ausführungen nach erfolgt der Wärmetransport an die Blase bzw. die Verdampfung von Flüssigkeit in die Blase im direkten Einflussbereich durch Wärmeleitung

- 1) aus der Mikroschicht unterhalb der Blase,
- 2) aus der die Blasenoberfläche umgebenden überhitzten Flüssigkeit und
- 3) von der Heizwand durch den Blasenfuß an den Dampf.

Ein Teil dieser drei Wärmemengen kann während des Prozesses durch Kondensation an der Phasenoberseite der Blase an die Flüssigkeit zurückgeführt werden. Der Überschuss wird schließlich mit der Blasenablösung als Verdampfungsenthalpie von der Heizfläche abtransportiert. Die Blasenablösung wird dabei von der sogenannten Driftströmung begleitet, die u. a. von Beer und Durst [15] nachgewiesen wurde. Sie tritt kurzfristig auf und führt eine fühlbare Wärmemenge bereits überhitzter Flüssigkeit konvektiv im Nachlauf der sich ablösenden Blase von der Heizwand ab und ersetzt diese durch kältere aus der Umgebung. In den von der Blasenbildung nicht beeinflussten Bereichen der Heizfläche wird Wärme ausschließlich durch freie oder erzwungene Konvektion abgeführt [96]. Bezüglich des Effekts der Marangoni-Konvektion sei auf Marek [104] verwiesen.

Basierend auf seiner Modellvorstellung gibt Leiner [96] eine Berechnungsgleichung zur Bestimmung der gesamten übertragenen Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Einzelbeiträge von natürlicher und verbesserter Konvektion sowie latentem Wärmetransport an. Aus ihr gehen die wesentlichen Einflussgrößen auf den Wärmetransport hervor. Demzufolge bewirkt die Erhöhung der aktiven Keimstellendichte und der Blasenabrisseffizienz eine Verbesserung des Wärmetransports.

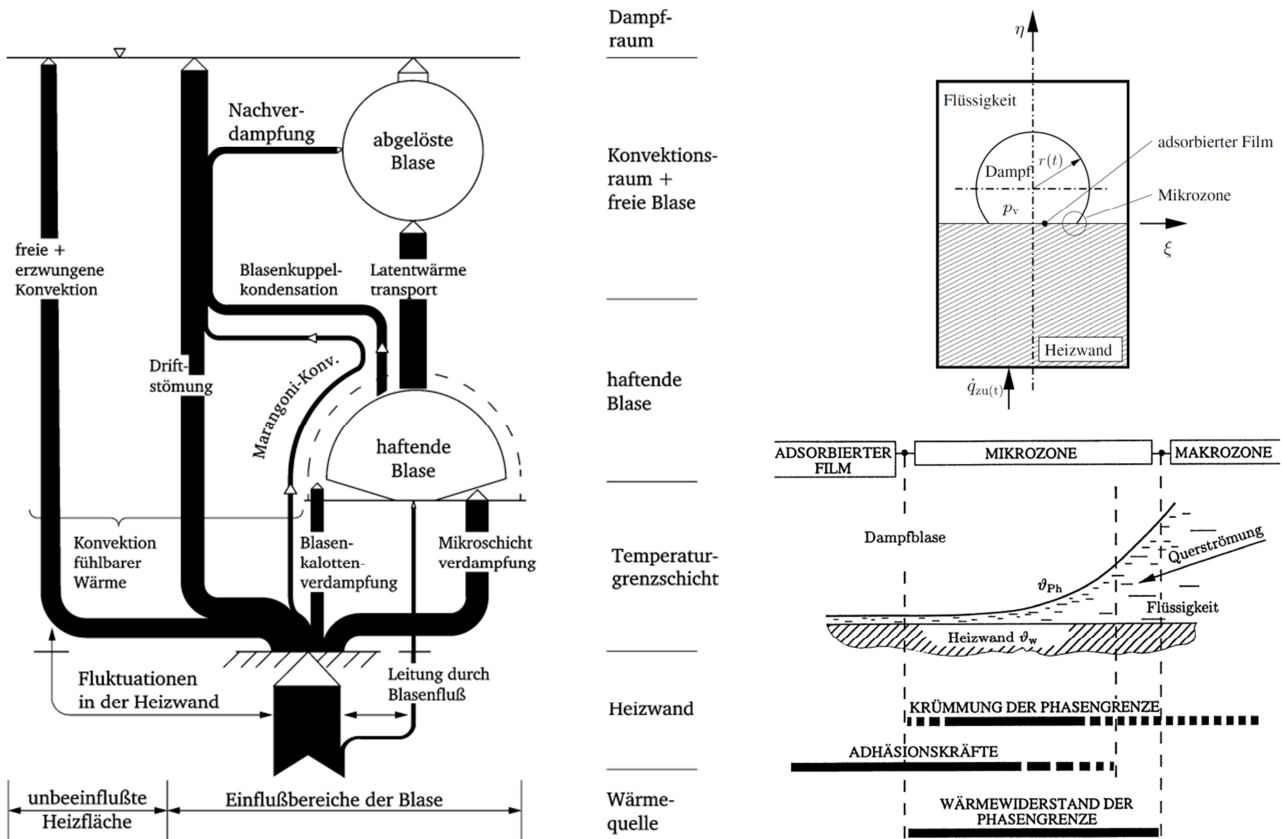


Abbildung 2.2: Links: Wärmetransportmechanismen zum Blasensieden nach Leiner [96]; Rechts: Einzelblase mit Heizfläche und umgebender Flüssigkeit (oben) und Mikrozone einer haftenden Dampfblase (unten). Nachgedruckt aus Baehr und Stephan [13]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1).

Aktuelle Modellvorstellungen unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Betrachtung des Wärmetransports am Blasenfuß. Sie berücksichtigen den dort lokal vorliegenden Wärmetransport, basierend auf dem Dünnschichtverdampfungskonzept von Wayner et al. [194]. Wayner et al. [194] konnten zeigen, dass ein beträchtlicher Anteil der Verdampfung eines Flüssigkeits-Meniskus in einem dünnen Bereich, in dem die Flüssigkeit-Dampf-Phasengrenze auf die Wand trifft (3-Phasen-Kontaktlinie), übertragen wird. Dieser Bereich wird als Mikrozone bezeichnet. Stephan und Hammer [179] entwickelten ein theoretisches Modell, um den lokalen Wärmetransport im Bereich der Mikrozone beim Blasensieden zu berücksichtigen [180]. Dieses sogenannte Mikrozonens-Modell stellt nach Kim [74] den aktuellen Entwicklungsstand numerischer Simulationen dar.

Die rechten Bilder in Abbildung 2.2 zeigen die Lage der Mikrozone am Beispiel einer an der Wand haftenden Blase unter Wärmezufuhr. Die Mikrozone befindet sich hier am Blasenfuß zwischen dem nicht verdampfenden adsorbierten Film und der Makrozone. Sie ist nur wenige Mikrometer breit [13]. Stephan und Hammer [179] konnten mit ihrem Modell anhand des Kältemittel R-114 zeigen, dass in einem nur etwa  $0,1 \mu\text{m}$  breiten Bereich der Mikrozone bis zu 60 % sämtlicher im Einflussbereich einer Einzelblase abgeführten Wärme übertragen wird. Der dort lokal sehr hohe Wärmeübergang wird dabei durch zwei Effekte bewirkt:

- 1) Hier liegt eine sehr geringe Flüssigkeitsschichthöhe und infolgedessen ein geringer thermischer Widerstand vor und
- 2) die Krümmungsänderung entlang der Mikrozone induziert ein starkes Kapillardruckgefälle und damit eine heftige Flüssigkeitsströmung in Richtung der Phasengrenze (Querströmung).

In Bezug zur gesamten während eines Einzelblasenzyklus übertragenen Wärme liegt der Anteil durch die Mikrozone nach Schweizer [157] zwischen 16 % und 33 %. Der Anteil des übrigen Wärmestroms erfolgt im Wesentlichen durch instationäre Wärmeleitung und Mikrokonvektion in der Makrozone [13; 74]. Die Variation der unterschiedlichen Wärmetransportbeiträge – in Abhängigkeit der zugeführten Wärmestromdichte und des betrachteten Arbeitsmittels – ist bei diesen Angaben allerdings zu berücksichtigen. Analytische Berechnungsgleichungen liegen derzeit nicht vor.

### 2.3.2 Blasenkeim-Entstehung, -Aktivierung sowie Wachstum und Ablösen der Dampfblase

Damit es zum periodischen Blasensieden ausgehend von einer Keimstelle an der Heizwand kommt, müssen folgende drei Voraussetzungen erfüllt sein [96]:

- 1) Die Keimstelle muss mit einem Dampfkeim gefüllt werden,
- 2) die Keimstelle und die sie umgebende Flüssigkeit müssen ausreichend überhitzt sein und
- 3) die Blase muss so groß werden, dass sie sich von der Heizfläche ablösen kann.

Diese einzelnen „Aktivierungsschwellen“ und auf sie wirkende Einflussfaktoren werden in diesem Abschnitt diskutiert. Das Hauptaugenmerk liegt auf den grundsätzlichen Mechanismen.

#### Dampfkeimbildung

Beobachtungen zeigen, dass Dampfblasen fast immer von vorhandenen Gas- oder Dampfresten auf technischen Oberflächen ausgehen. Sie bilden sich bei der Zufuhr einer Flüssigkeit in den feinen Vertiefungen des Oberflächengebirges, wie im linken Bild von Abbildung 2.3 dargestellt. Sie bleiben dort bestehen, da die Flüssigkeit diese selbst bei einer guten Benetzungsfähigkeit (hydrophiles Benetzungsverhalten –  $\theta_s < 90^\circ$ ) nicht restlos ausfüllen kann. Dies trifft auch bei einer schlechten Benetzungsfähigkeit (hydrophobes Benetzungsverhalten –  $\theta_s > 90^\circ$ ) zu, wo der Gas- oder Dampfrest von der Flüssigkeit an die Oberfläche gedrückt wird [99; 13; 22]. Beide Benetzungsfälle sind im rechten Bild anhand einer als idealisiert angenommenen Blasenkeimstelle für den isothermen Zustand gezeigt. Der statische Benetzungswinkel  $\theta_s$  ist dabei zur Verdeutlichung eingetragen.

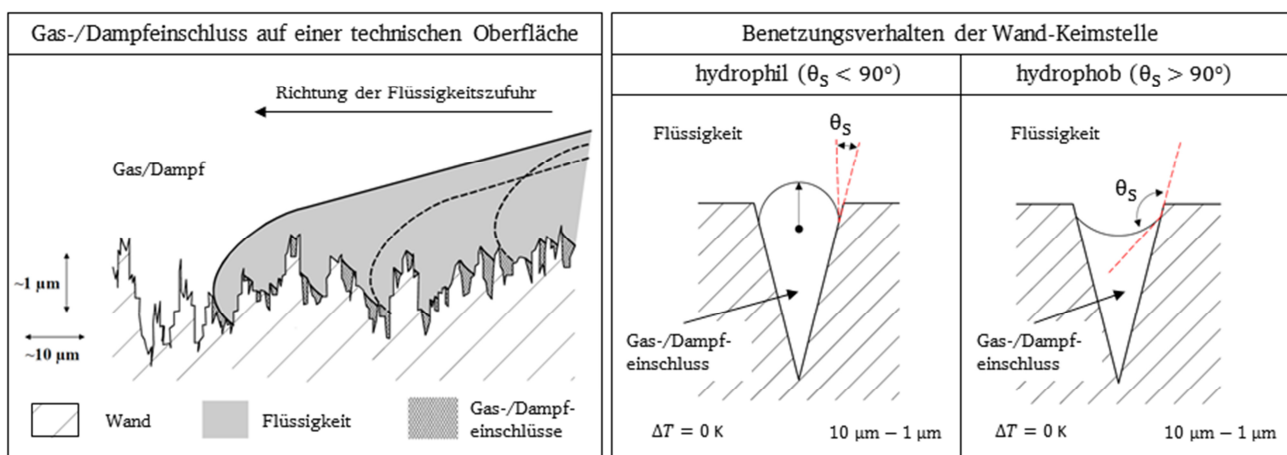


Abbildung 2.3: Gas- und Dampfeinschluss (links) und Keimstellenbenetzung (rechts) nach Stephan [176] und Carey [22].

Inertgaseinschlüsse werden unter Wärmezufuhr und der Ablösung der ersten Blasen meist durch Dampfreste ersetzt. Verschwinden sie vollständig, z. B. durch Kondensation des Dampfkeims, ist eine Neubildung erforderlich. Man spricht dabei von heterogener Keimbildung. Die dafür erforderliche Aktivierungsenergie bzw. Flüssigkeitsüberhitzung stellt die Aktivierungsschwelle dar. Sie wird durch die kritische Temperatur  $T_{\text{krit}}$  beschrieben, bei der die Wahrscheinlichkeit der Keimbildung einen bestimmten Mindestwert überschreitet [97; 96].

### **Dampfkeimaktivierung und Übergang zum Blasenwachstum**

Die Aktivierungsschwelle, ab der ein vorhandener Dampfkeim aus der Keimstelle herauszuwachsen beginnt, wird als Aktivierung der Keimstelle bezeichnet. Sie ist durch die kritische Überhitzung  $\Delta T_{\text{Akt}}$  gekennzeichnet und markiert den Zustand, ab dem die Keimbildung als abgeschlossen betrachtet wird. Erst nach dem Überschreiten von  $\Delta T_{\text{Akt}}$  geht der Dampfkeim in das periodische Blasenwachstum über [97; 96]. Die notwendige Übertemperatur  $\Delta T$  zur Aktivierung einer als kegel- oder kegelstumpfförmig idealisiert angenommenen Keimstelle mit kugelkalottenförmiger Phasengrenze kann über die Gleichung

$$\Delta T > \Delta T_{\text{Akt}} = \frac{2 \cdot \sigma}{R_{\text{krit,min}} \cdot \left(\frac{dp}{dT}\right)_{\text{Sat}}} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_{\text{Sat}}}{R_{\text{krit,min}} \cdot \Delta h_v} \cdot \left(\frac{\rho_F - \rho_D}{\rho_D \cdot \rho_F}\right)_{\text{Sat}} \quad (2.7)$$

abgeschätzt werden. In dieser Gleichung entspricht  $\sigma$  der Oberflächenspannung der Flüssigkeit,  $R_{\text{krit,min}}$  dem minimalen kritischen Dampfkeimradius und  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  der Steigung der Dampfdruckkurve. Letzte ist auf der rechten Seite durch die Anwendung der Gleichung von Clausius-Clapeyron ausgedrückt. Dort entspricht  $T_{\text{Sat}}$  der die Blase umgebenden Flüssigkeitstemperatur,  $\Delta h_v$  der Verdampfungsenthalpie,  $\rho_D$  der Dichte des Dampfes innerhalb des Dampfkeims und  $\rho_F$  der die Blase umgebenden Flüssigkeitsdichte. Im Hinblick auf die Herleitung der Gleichung sei auf Stephan [172], Leiner [96] und Carey [22] verwiesen.

Aus Gleichung (2.7) geht hervor, dass die notwendige Übertemperatur  $\Delta T$  zur Aktivierung einer Keimstelle durch größere minimale kritische Dampfkeimradien  $R_{\text{krit,min}}$ , eine größere Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  und eine geringere Oberflächenspannung der Flüssigkeit  $\sigma$  herabgesetzt wird.  $R_{\text{krit,min}}$  ist dabei von der Geometrie der Keimstelle und von ihrer Benetzbarkeit abhängig. Wie eine genauere Betrachtung gezeigt hat, hängt  $\Delta T_{\text{Akt}}$  hauptsächlich von  $R_{\text{krit,min}}$  und  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  ab, da sich  $\sigma$  nur geringfügig ändert – zumindest im betrachteten Druckbereich dieser Arbeit (vgl. Abschnitt 2.4.1). Je größer  $\Delta T$  ist, desto kleinere Keimstellen werden zur Blasenbildung angeregt bzw. größere Keimstellen sind bereits bei geringerem  $\Delta T$  aktiv [172]. Für die vorliegende Arbeit ist allerdings die Information bedeutender, dass bei einer geringeren Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  eine höhere Übertemperatur  $\Delta T$  zur Aktivierung von Keimstellen aufzubringen ist. Die Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  sinkt nämlich mit der Reduzierung des Siededrucks, wie in Abschnitt 2.4.1 gezeigt werden wird.

### **Wachstum und Ablösen der Dampfblase von der Heizfläche**

Der Wachstums- und anschließende Ablöseprozess ist deutlich komplexer als die zuvor beschriebenen Vorgänge. Die Tatsachen, dass vorliegende Keimstellen keine Kugelsymmetrieform aufweisen und kein einheitliches Temperaturfeld in der sie umgebenden Flüssigkeit vorliegt, sind beispielweise zwei Gründe dafür. Neben diesen signifikanten Unterschieden liegen verschiedene Wachstumsphasen vor, die entweder von der Trägheit des Systems oder dem Wärmetransport kontrolliert werden [22]. Außerdem ist speziell beim hydrophoben Benetzungsverhalten der Oberfläche unklar, ob es



überhaupt zum Abriss kommt. So beobachteten Jo et al. [68] einen Blasenabriss, Phan et al. [121; 122] hingegen nicht. Da in der Praxis überwiegend ein hydropiles Benetzungsverhalten vorliegt und unter den in dieser Arbeit vorliegenden Bedingungen zu erwarten ist, wird der Wachstums- und Ablöseprozess ausschließlich für diesen Fall behandelt. Die Beschreibung erfolgt nach den Beiträgen von Phan et al. [121; 122; 123] und Mitrović [109; 108].

Nach Überschreiten der kritischen Überhitzung  $\Delta T_{Akt}$  – vgl. Gleichung (2.7) – beginnt eine Blase, einhergehend mit der Zunahme ihres Volumens, aus einer Keimstelle herauszuwachsen. Durch die Verdampfung am Blasenfuß wird dabei eine Veränderung des lokalen Benetzungsverhaltens im Bereich der Mikrozone hervorgerufen, wo die Flüssigkeit-Dampf-Phasengrenze auf die Wand trifft (3-Phasen-Kontaktlinie). Dies ist im linken Bildausschnitt von Abbildung 2.4 für den thermischen Gleichgewichtszustand ( $\Delta T = 0$  K) und unter Wärmezufuhr ( $\Delta T > \Delta T_{Akt}$ ) gezeigt.

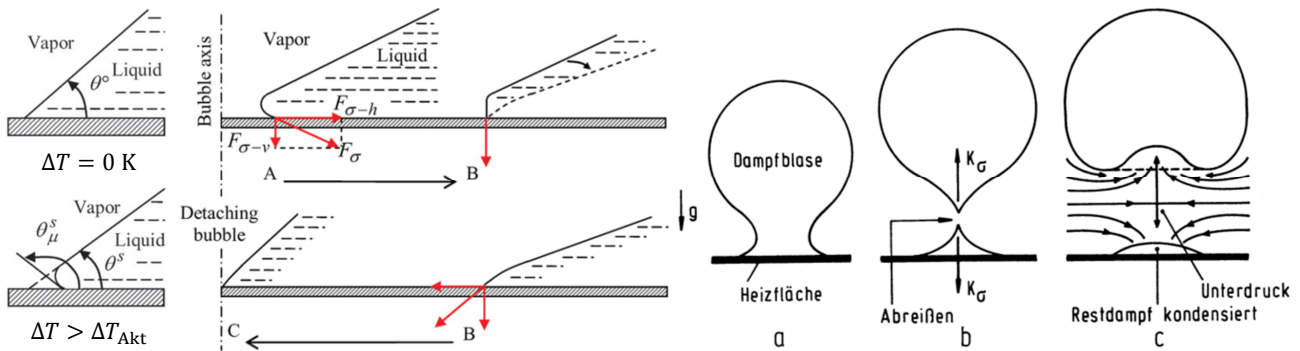


Abbildung 2.4: Veränderung der 3-Phasen-Kontaktlinie als Folge der Überschreitung der kritischen Temperaturdifferenz (links), Adhäsionskraftänderung während des Wachstumsprozesses der Blase (Mitte) und schematische Darstellung des Abreißvorgangs (rechts). Nachgedruckt aus Phan et al. [121] (links und Mitte) und Mitrović [109] (rechts). Mit freundlicher Genehmigung der Urheber (vgl. Tabelle A.1).

Die dabei zu berücksichtigenden Benetzungswinkel, d. h.

- 1) der statische Benetzungswinkel  $\theta_s$  (in Abbildung 2.4 abweichend mit  $\theta^o$  gekennzeichnet),
- 2) der mikroskopische Benetzungswinkel  $\theta_\mu^s$  und
- 3) der makroskopische Benetzungswinkel  $\theta^s$  (auch scheinbarer Benetzungswinkel)

gehen daraus hervor. Der mikroskopische Benetzungswinkel  $\theta_\mu^s$  beschreibt die Veränderung der Grenzflächen-Krümmung und damit einen Teil der wirkenden Haftkräfte ( $F_\sigma$ ) zwischen Blase und Wand, die u. a. die Verschiebung des Blasenfußes und der angrenzenden Flüssigkeit in der Mikroschicht bewirken. Die Grenzflächenkrümmung geht ausgehend von der ursprünglich konkaven zunächst in die konvexe Form (Wachstumsphase A  $\rightarrow$  B) und anschließend wieder in die konkave Form (Zusammenschnüren B  $\rightarrow$  C) über, wie im mittleren Bild gezeigt. Im Punkt (C) kommt es schließlich zum Blasenabriss [121; 122]. Dem Abreißvorgang der Dampfblase gehen dabei ebenfalls starke Formänderungen der Flüssigkeit-Dampf-Phasengrenze voraus, wie die makroskopischen Betrachtungen von Mitrović [109; 108] im rechten Bildausschnitt von Abbildung 2.4 zeigen. Die Blase zerfällt bei ihrem Abriss (b) schließlich in zwei unterschiedlich große Teile (c). Der deutlich kleinere Teil bleibt als Dampfrest an der Heizfläche haften und der größere Teil verlässt die Heizfläche als abgerissene Dampfblase. Er wird von der in Abschnitt 0 bereits beschriebenen Driftströmung begleitet. Neben ihrem konvektiven Beitrag zum Wärmetransport beeinflusst sie den Wachstums- und Ablöseprozess, z. B. durch das Mitreißen von Blasen aus benachbarten Keimstellen. Nach Abklingen der Driftströmung werden die Heizfläche und die wandnahe Flüssigkeit an der Keimstelle durch instationäre Wärmeleitung wieder aufgeheizt. Der Wachstumsprozess beginnt von neuem, wenn  $\Delta T_{Akt}$  zur Aktivierung von  $R_{krit,min}$  erreicht wird [109; 108].

Die Bedingung für den Blasenabriss ist unter Schwerkraftwirkung gegeben, wenn die vertikalen Auftriebs- und Beschleunigungskräfte größer als die Summe der Haftkräfte sind, die die Blase während des Wachstumsprozesses an der Wand festhalten. Sie stellt die Aktivierungsschwelle des Ablösens der Dampfblase von der Keimstelle dar und wird näherungsweise durch den Blasenabreißdurchmesser  $D_A$  beschrieben [96]. Während bei langsam anwachsenden Blasen die vertikalen Haftkräfte ( $F_{\sigma-v}$ ) die dominierenden Kräfte sind, nimmt der Einfluss dynamischer Trägheits- und Viskositätskräfte der Flüssigkeit mit der Wachstumsgeschwindigkeit zu. Letztere üben während des Wachstums eine Reaktionskraft aus, die die Blase zusätzlich an der Wand festhält. Sie sind der Grund, weshalb der Blasenabriss auch erst bei ihrem Zusammenschnüren möglich ist [96; 121]. Obwohl die Haft- bzw. Adhäsionskräfte vom mikroskopischen Benetzungswinkel  $\theta_\mu^S$  abhängen, spielt stets der makroskopische Benetzungswinkel  $\theta^S$  aufgrund seines Effekts auf die Mikrozone eine Schlüsselrolle. Je geringer er ist, desto dünner und ausgedehnter wird diese Schicht (vgl. rechtes Bild in Abbildung 2.2). Unter diesen Voraussetzungen liegt zwar eine lokale Verbesserung des Wärmeübergangs vor, die Blasenablösung wird durch die damit einhergehende Zunahme der Blasenwachstumsgeschwindigkeit allerdings erschwert. In diesem Zusammenhang sei auf das beide Winkel ( $\theta^S$  und  $\theta_S$ ) beeinflussende Hysteresephänomen verwiesen. Dieses sowie Größenordnungen von  $\theta_S$  für die im Rahmen dieser Arbeit maßgebliche Paarung aus Fluid und Oberflächenwerkstoff (Wasser/Kupfer) und auf  $\theta_S$  wirkende Einflussfaktoren werden in Abschnitt 3.3.3 behandelt. Dabei wird außerdem auf die Veränderung von  $\theta_S$  durch die Wärmezufuhr eingegangen.

### 2.3.3 Zusammenhang zwischen Blasenabrissfrequenz und -durchmesser

Das zuvor beschriebene periodische Ablösen einer Dampfblase ist durch die Blasenabrissfrequenz  $f_B$  gekennzeichnet. Sie ist als Kehrwert aus der Summe der Wartezeit zur Aktivierung eines Dampfkeims  $\tau_{Akt}$  und dem Blasenwachstum bis zu ihrer Ablösung von der Heizwand  $\tau_W$  definiert [96]:

$$f_B = \frac{1}{(\tau_{Akt} + \tau_W)} \quad (2.8)$$

Sie hängt stets vom Blasenabreißdurchmesser  $D_A$  ab und ist daher eine Funktion von  $D_A$  und sämtlichen Bedingungen sowie Flüssigkeitseigenschaften, die die Wartezeit und die Wachstumsgeschwindigkeit beeinflussen. Obwohl die Entwicklung numerischer Methoden schnell voran geht, wird bei der Bestimmung von  $f_B$  und  $D_A$  in der Praxis immer noch auf empirische Korrelationen zurückgegriffen. In der Dissertation von Schweizer [157] ist eine sehr gute Übersicht zu finden, die auf derjenigen von Carey [22] aufbaut. Zur Berechnung von  $f_B$  und  $D_A$  liegen demnach zahlreiche Korrelationen vor. Sie gelten allerdings ausschließlich innerhalb enger Bandbreiten von Parametern für die sie verifiziert wurden und beziehen sich üblicherweise auf die mittlere Blasenfrequenz  $f_B$ , mit der sich die Blasen von der Oberfläche ablösen [22; 157].

Nach Ivey [65] ist der funktionelle Zusammenhang zwischen  $f_B$  und  $D_A$  vom dominierenden Blasenwachstumsmechanismus bestimmt. In Abhängigkeit des Mechanismus gilt:

$$f_B^2 \cdot D_A = \text{konst.} \quad \text{für trägheits-kontrolliertes Blasenwachstum.} \quad (2.9)$$

$$f_B^{1/2} \cdot D_A = \text{konst.} \quad \text{für thermisch-kontrolliertes Blasenwachstum.} \quad (2.10)$$

$$f_B^m \cdot D_A = \text{konst.} \quad \text{für den Übergangsbereich bei dem beide Mechanismen involviert sind. Der Exponent m liegt hierbei im Bereich zwischen } 1/2 < m < 2. \quad (2.11)$$

Danach wird der Einfluss von  $D_A$  auf  $f_B$  vom reinen thermisch-kontrollierten Blasenwachstum hin zum reinen trägheits-kontrollierten Blasenwachstum deutlich herabgesetzt.

Zur Abschätzung, welcher Mechanismus dominiert, wird üblicherweise die Jakob-Zahl  $Ja$

$$Ja = \frac{\rho_F \cdot c_{p,F} \cdot (T_W - T_{Sat})}{\rho_D \cdot \Delta h_V} \quad (2.12)$$

herangezogen [96; 75]. Ihr Zahlenwert wird neben den Stoffdaten des Arbeitsmittels ( $\rho_F$ ,  $c_{p,F}$ ,  $\rho_D$  und  $\Delta h_V$ ) von der Übertemperatur  $\Delta T$  bestimmt und ist in dieser Form qualitativ auch für an der Wand haftende Blasen anwendbar [96]. Die untere Grenze von  $\Delta T$  – als notwendige Bedingung zur Erzeugung von Dampfblasen – kann unter Zuhilfenahme von Gleichung (2.7) für die vorliegenden Systembedingungen abgeschätzt werden. Je größer  $Ja$  ist, desto schneller wächst die Blase und um so bedeutender wird der Einfluss der Trägheitskräfte [96]. Nach Angaben von Kim et al. [75] liegt rein thermisch-kontrolliertes Blasenwachstum für  $Ja < 30$  vor, d. h. in einem nur sehr kleinen Bereich. Schweizer [157] zeigt durch die Angabe des Exponenten  $m$ , welchem Bereich die von ihm dokumentierten Korrelationen zuzuordnen sind. Der Großteil der Korrelationen ist dabei dem thermisch-kontrollierten Blasenwachstum mit einem Exponenten von  $m = 1/2$  zuzuordnen.

Der erste Versuch, die mittlere Blasenfrequenz  $f_B$  in Abhängigkeit des Blasenabreißdurchmessers  $D_A$  auszudrücken, erfolgte durch Fritz [46] im Jahre 1935. Fritz [46] stellte eine einfache Kräftebilanz an einer kugelförmigen, wachsenden Luftblase im Moment ihres Abreißens auf. Wie neuere Untersuchungen von Phan et al. [121; 122; 123] zeigen, wird der Einfluß der Oberflächenbenetzung, d. h. von  $\theta_S$ , durch die Gleichung von Fritz [46] allerdings nicht korrekt erfasst. Speziell bei gut benetzenden Flüssigkeiten, weiten Bereichen des Siededrucks und unter Mikrogravitations-Bedingungen sind die Ergebnisse nach der Gleichung von Fritz fragwürdig [123]. Nach Phan et al. [123] ist dies vermutlich darauf zurückzuführen, dass Fritz' Korrelation [46] auf Messdaten von Luftblasen beruhen und nicht auf Dampfblasen während des Siedeprozesses.

Basierend auf dem Konzept von Makro- und Mikrobenetzungswinkel – vgl. Modellvorstellung zu den Kräfteverhältnissen an der 3-Phasen-Kontaktlinie in Abschnitt 2.3.2 „Wachstum und Ablösen der Dampfblase von der Heizfläche“ – schlagen sie eine neue Korrelation vor:

$$D_A = 0,626977 \cdot \frac{(2 + 3 \cdot \cos(\theta_S) - \cos^3(\theta_S))}{4} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_F - \rho_D)}} \quad (2.13)$$

Sie unterscheidet sich von Fritz' Korrelation [46] ausschließlich durch die ersten beiden Terme in der Gleichung. Die erforderliche Energie, die für die lokale Formänderung an der 3-Phasen-Kontaktlinie aufzubringen ist (vgl. linker und mittlerer Bildausschnitt in Abbildung 2.4), wird im zweiten Term berücksichtigt. Dieser sogenannte Energiefaktor wurde von Bankoff [14] definiert. Er stellt das Volumenverhältnis zwischen einer an der Wand haftenden kugelförmigen Blase, d. h. einer gestutzten Kugel mit dem statischen Benetzungswinkel  $\theta_S$ , und dem einer vollständigen Kugel mit identischem Durchmesser dar [122]. Der Einfluss der Fluideigenschaften und der Erdbeschleunigung  $g$  erfolgt im letzten Term analog zu Fritz [46]. Wie Gleichung (2.13) zeigt, ist  $D_A$  neben dem statischen Benetzungswinkel  $\theta_S$  von der Oberflächenspannung der Flüssigkeit  $\sigma$ , der Erdbeschleunigung  $g$  sowie der Flüssigkeitsdichte  $\rho_F$  und der Dampfdichte  $\rho_D$  abhängig.  $D_A$  nimmt mit der Zunahme von  $\theta_S$  und  $g$  im angegebenen Gültigkeitsbereich  $\theta_S \leq 90^\circ$  ab. Die Anwendung von Gleichung (2.13) ist auf den Bereich des Einzelblasensiedens von nach oben ausgerichteten Heizflächen limitiert. Zudem werden die Effekte von Flüssigkeitsüberhitzung und Unterkühlung nicht be-



rücksichtigt, sodass für ihre Erfassung weiterer Forschungsbedarf besteht [123]. Zur Bestimmung von  $f_B$  ist sie – in Anlehnung an die Korrelation von Fritz [46] (vgl. [157]) – vermutlich dem thermisch-kontrollierten Blasenwachstum zuzuordnen und daher mit Gleichung (2.10) anzuwenden.

Der Effekt der Flüssigkeitsüberhitzung wird in der Korrelation von Jensen und Memmel [67]

$$D_A = 0,19 \cdot \left( 1,8 + 10^5 \cdot \left( \frac{Ja}{Pr} \right) \cdot \left\{ \left( \frac{g \cdot (\rho_F - \rho_D)}{\nu_F^2 \cdot \rho_F} \right) \cdot \left( \frac{\sigma}{g \cdot (\rho_F - \rho_D)} \right)^{\frac{3}{2}} \right\}^{-1} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{g \cdot (\rho_F - \rho_D)}} \quad (2.14)$$

berücksichtigt. Sie stellt eine der umfangreichsten Korrelationen zur Bestimmung des Blasenabreißdurchmessers  $D_A$  dar (vgl. Schweizer [157] bzw. Carey [22]). Wie Rullière et al. [139] zeigen, ist sie neben Korrelationen von Cole und Rohsenow [30] und Nishikawa et al. [114] eine der Korrelationen, mit denen die Größenordnungen von  $D_A$  speziell beim Sieden von Wasser im Niederdruck gut erfasst werden. Dies ist allerdings nur der Fall, solange die Blasen von einer einzelnen Keimstelle ausgehen (vgl. Abbildung 2.6 in Abschnitt 2.4.1). In Gleichung (2.14) tauchen sowohl die Fluideigenschaften ( $\sigma$ ,  $\rho_F$  und  $\rho_D$ ) als auch die Erdbeschleunigung  $g$  in mehreren Termen auf. Der letzte Term ist analog zu Gleichung (2.13) erfasst. Neben der Berücksichtigung der Flüssigkeitsüberhitzung – durch die Übertemperatur  $\Delta T$  in der Jakob-Zahl (vgl. Gleichung (2.12)) – unterscheidet sie sich von Gleichung (2.13) maßgeblich dadurch, dass in ihr die Viskositätskräfte (Reibungskräfte) der Flüssigkeit berücksichtigt werden. Letzte fließen in Form der kinematischen Viskosität  $\nu_F$  direkt im ersten Term in der geschweiften Klammer und indirekt über die Prandtl-Zahl ( $Pr = \nu_F / a_F$ ) ein. Die Benetzung der Oberfläche wird dafür nicht berücksichtigt. Der Exponent  $m$  liegt nach Schweizer [157] im Bereich  $1/6 < m < 1/2$ . Folglich ist Gleichung (2.14) zur Bestimmung von  $f_B$  ausschließlich dem thermisch-kontrollierten Blasenwachstum zuzuordnen (vgl. Gleichung (2.10)).

Aus Leiner [96] ging hervor, dass sich der Wärmeübergang durch die Erhöhung der aktiven Keimstellendichte  $n$  und der Blasenabrissfrequenz  $f_B$  verbessern lässt (vgl. Abschnitt 2.3.1). Wie die neueren Untersuchungen von Phan et al. [121; 122] allerdings zeigen, geht die Vergrößerung von  $f_B$  und  $n$  nicht zwangsläufig mit einer Verbesserung von  $\alpha_m$  einher. Phan et al. [121; 122] analysierten speziell den Einfluss des statischen Benetzungswinkels  $\theta_S$  auf  $f_B$ ,  $n$  und  $\alpha_m$ . Als Arbeitsmittel wurde Wasser bei Atmosphärendruck mit einer Unterkühlung von 15 K verwendet und  $\theta_S$  durch verschiedene Nanopartikel-Abscheidungen auf einer horizontal ausgerichteten Edelstahl-Oberfläche variiert ( $\theta_S = 22^\circ - 112^\circ$ ). Nach ihren Ergebnissen ist  $\alpha_m$  bei den untersuchten Oberflächen am größten, deren statischer Benetzungswinkel  $\theta_S$  entweder nahe  $\theta_S = 0^\circ$  oder  $\theta_S = 90^\circ$  liegt. Dies ist der Fall, obwohl die Blasenabrissfrequenz  $f_B$  mit der Zunahme von  $\theta_S$  steigt und bei kleinem  $\theta_S$  nur sehr gering ist. Im Bereich  $0^\circ < \theta_S < 90^\circ$  nimmt  $\alpha_m$  ein lokales Minimum an und bei  $\theta_S > 90^\circ$  fällt  $\alpha_m$ . Ferner sei  $n$  bei der Mittelwertbildung über eine längere Zeitperiode (1 s) nahezu unabhängig von  $\theta_S$ . Das bessere Ergebnis für einen statischen Benetzungswinkel von  $\theta_S = 90^\circ$  im Vergleich zu niedrigeren deckt sich mit Ergebnissen von Wang und Dhiri [193]. Auch bestätigt die Studie von Takata et al. [183] das Ergebniss von Phan et al. [121; 122], wonach ein hydrophiles Benetzungsverhalten der Oberfläche höhere Wärmeübertragungsraten liefert als im hydrophoben Benetzungsfall. Die von Phan et al. [121; 122] sowie Takata et al. [183] beobachtete Abnahme von  $\alpha_m$  im hydrophoben Benetzungsfall deckt sich hingegen nicht mit den neueren Ergebnissen von Jo et al. [68]. Nach ihnen weisen Oberflächen mit hydrophobem Benetzungsverhalten ein besseres Siedeverhalten auf. Dies ist allerdings nur bis Wärmestromdichten von etwa  $175 \text{ kW/m}^2$  der Fall, bei höherem  $\dot{q}$  ist das Ergebnis schlechter. Ihre Ergebnisse unterscheiden sich von denen von Phan et al. [121; 122] maßgeblich darin, dass beim hydrophoben Benetzungsverhalten ein Blasenabriss beobachtet wird. Un-

klar ist, ob die Unterkühlung des Arbeitsmittels bei der Studie von Phan et al. [121; 122] das Ergebnis beeinflusst. In den anderen zuvor genannten Studien besaß das Arbeitsmittel Wasser stets Sättigungstemperatur. Unvorteilhaft für die Identifizierung eines Trendverhaltens zum Einfluss der Oberflächenbenetzung ist außerdem das Ergebnis der hydrophilen Oberflächenbeschichtung speziell in der Studie von Jo et al. [68]. Der statische Benetzungswinkel liegt hier nämlich exakt bei dem von Phan et al. [121; 122] beobachteten lokalen Minimum für  $\alpha_m$ .

Anhand der vorangehenden Beschreibungen wird ersichtlich, weshalb für die Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  beim Blasensieden immer noch auf empirische oder halbempirische Methoden zurückgegriffen werden muss. Baehr und Stephan [13] führen dies teilweise auf Messfehler, nicht genügend genau bekannte Stoffeigenschaften sowie starke statistische Schwankungen von  $D_A$ ,  $f_B$  sowie  $\theta_S$  zurück und nicht auf Mängel in der Theorie.

### 2.3.4 Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten

Analog zur Bestimmung des Blasenabreißdurchmessers und der –frequenz, liegen zahlreiche Korrelationen zur Beschreibung des Wärmeübergangs von einer Heizwand- bzw. Verdampferoberfläche an ein Fluid vor (vgl. [107; 13; 22; 186]). Grundsätzlich erfolgt die Beschreibung dabei entweder durch die Angabe des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  oder durch die Nußelt-Zahl als Verhältnis zu Bezugswerten oder in Abhängigkeit von dimensionslosen Kennzahlen. Die Hauptgruppen von Einflussgrößen werden innerhalb voneinander getrennter Faktoren – häufig als Potenzansatz – berücksichtigt [107; 13]. Im Folgenden wird die Rechenmethode von Gorenflo [50] vorgestellt, da in ihr der Einfluss des Drucks auf  $\alpha_m$  explizit berücksichtigt wird. Sie wird gemeinsam mit den Berechnungsgleichungen in Abschnitt 2.2.1 herangezogen, um den Systemdruckeinfluss auf den Wärmetransport zu verdeutlichen (vgl. Abbildung 2.5 in Unterkapitel 2.4). Sie bezieht sich auf die einfache Geometrie eines einzelnen vollständig gefluteten und horizontal eingebauten Verdampferrohrs und lässt sich durch Korrekturansätze auf Rippenrohre erweitern. Für kompliziertere Geometrien und abweichende Versuchsbedingungen, wie es für die im Kontext der Arbeit untersuchten Metallfaserstrukturen gegeben ist, sind speziellere strukturspezifische Korrelationen anzuwenden. Die im Ergebnisteil der Arbeit herangezogenen Korrelationen werden in Abschnitt 3.4.6 und Unterkapitel 3.5 beschrieben.

Nach Gorenflo [52] orientiert sich die Struktur seiner Rechenmethode an den vor ca. 50 Jahren vorhandenen Potenzproduktansätzen zur Bestimmung von  $\alpha_m$  mit voneinander unabhängigen Faktoren. Dabei werden die Einflüsse der Wärmestromdichte, des Siededrucks, der Fluideigenschaften und der Heizwand in der Form

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_{0,\text{ref}}} = F_q \cdot F_{p^*} \cdot F_f \cdot F_W \quad (2.15)$$

berücksichtigt [52]. Hierin ist  $\alpha_m$  auf einen konstanten, fluidunabhängigen Referenzwert  $\alpha_{0,\text{ref}}$  bezogen.  $\alpha_{0,\text{ref}}$  kann mit dem Fluidparameter  $P_f$  nach Gleichung (2.20) rechnerisch über

$$\alpha_{0,\text{ref}} = \alpha_{0,\text{calc}} = 3,58 \cdot P_f^{0,6} \quad (2.16)$$

bestimmt oder aus Experimenten entnommen werden. In dem Fall, dass zuverlässige Messwerte vorliegen oder der berechnete Zahlenwert über dem experimentellen liegt, wird die Anwendung des experimentellen Wertes empfohlen [52]. Für das Arbeitsmittel Wasser ist daher der experimentelle Referenzwert mit  $\alpha_{0,\text{ref}} = \alpha_{0,\text{exp}} = 5,60 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  vorzuziehen.

Die Bedeutung der dimensionslosen Funktionen bzw. Terme auf der rechten Seite von Gleichung (2.15) werden nachfolgend erläutert, wobei die Gleichungen für Wasser angegeben sind.

Der erste Term berücksichtigt den Anstieg von  $\alpha_m$  in Abhängigkeit der zugeführten Wärmestromdichte  $\dot{q}$  bei konstantem reduzierten Siededruck  $p^*$ . Es gilt:

$$F_{\dot{q}} = \left( \frac{\dot{q}}{\dot{q}_0} \right)^{n(p^*)}, \text{ mit } n(p^*) = 0,9 - 0,3 \cdot p^{*0,15}, p^* = \frac{p}{p_{\text{krit}}} \text{ und } \dot{q}_0 = 20 \text{ kW/m}^2 \quad (2.17)$$

Darin beträgt der kritische Druck  $p_{\text{krit}}$  für Wasser 220,64 bar [192].

Im zweiten Term ist die relative Druckabhängigkeit erfasst:

$$F_{p^*} = 1,73 \cdot p^{*0,27} + 6,1 \cdot p^{*2} + \frac{(0,68 \cdot p^{*2})}{(1 - p^{*2})} \quad (2.18)$$

Die Anwendung wird im Druckbereich  $0,00045 < p^* < 0,9$  bzw.  $0,1 < p < 198,58$  bar empfohlen.

Der dritte Term berücksichtigt den Fluideinfluss:

$$F_f = \left( \frac{P_f}{P_{f,\text{ref}}} \right)^{0,6}, \text{ mit } P_{f,\text{ref}} = 1 \cdot \frac{1}{(\mu\text{m} \cdot \text{K})} \quad (2.19)$$

Der darin enthaltene Fluidparameter  $P_f$  ist der Quotient aus der Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  und der Oberflächenspannung  $\sigma$  beim Referenzdruck  $p_0^* = 0,1$ :

$$P_f = \left[ \frac{\left( \frac{dp}{dT} \right)_{\text{Sat}}}{\sigma} \right]_{p_0^*}, \text{ bei } p_0^* = 0,1 \quad (2.20)$$

Im vierten Term ist der Einfluss der Heizwand berücksichtigt:

$$F_W = \left( \frac{R_a}{R_{a,\text{ref}}} \right)^{\frac{2}{15}} \cdot \left( \frac{\lambda \cdot \rho \cdot c}{(\lambda \cdot \rho \cdot c)_{\text{Cu}}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

Hier entspricht  $R_a$  dem arithmetischen Mittenrauwert im Gültigkeitsbereich  $0,1 < R_a < 10 \mu\text{m}$ . Als arithmetischer Referenz-Mittenrauwert ist  $R_{a,\text{ref}} = 0,4 \mu\text{m}$  zu wählen und für die Normierung der Wandmaterialeigenschaften  $(\lambda \cdot \rho \cdot c)_{\text{Cu}}$  die Werte für den Werkstoff Kupfer. Der zweite Term in dieser Gleichung berücksichtigt die Stoffeigenschaften der Heizwand. Er sollte nur benutzt werden, um  $\alpha_m$  von Kupfer auf Metalle mit niedrigerem Wärmeeindringkoeffizienten  $b = \sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c}$  umzurechnen. Besondere Vorsicht sei bei der Anwendung dieser Gleichung für Metalllegierungen geboten, da Stoffwertunterschiede in lokalem (kristallinen) Mikromaßstab die instationäre Wärmeleitung zwischen benachbarten Blasenkeimstellen beeinflussen können [50].

Bei der Betrachtung der Gleichung (2.15) und ihrer Haupteinflussfaktoren lässt sich erkennen, dass  $\alpha_m$  mit zunehmender Wärmestromdichte  $\dot{q}$ , hohen Siededrücken  $p$ , einem Fluid, bei dem die Steigung der Dampfdruckkurve steil und gleichzeitig die Oberflächenspannung  $\sigma$  gering ist steigt. Dies trifft ebenfalls für rauere Oberflächen mit hoher Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$ , hoher Dichte  $\rho$  und hoher spezifischer Wärmekapazität  $c$  zu. Im Hinblick auf weitere Details sei auf Gorenflo [50] verwiesen.

## 2.4 Sieden im Niederdruckbereich

Wie aus zahlreichen Forschungsarbeiten an unterschiedlichen Arbeitsmitteln hervorgeht, ist das Sieden bei niedrigen Drücken sowohl im Bereich des konvektiven Siedens als auch im Bereich des Blasensiedens grundsätzlich mit einem schlechteren Wärmetransport im Vergleich zum Sieden bei höheren Drücken verbunden (vgl. z. B. [50]). In Abbildung 2.5 ist dies anhand der Veränderung des Siedekennlinienverlaufs einer glatten Oberfläche im Bereich des konvektiven Siedens (kS) und eines Teilausschnitts des Blasensiedens (BS) nach den zuvor vorgestellten Korrelationen von Gorenflo [50] für Sättigungsdampfdrücke von 10 mbar, 100 mbar und Atmosphärendruck verdeutlicht.

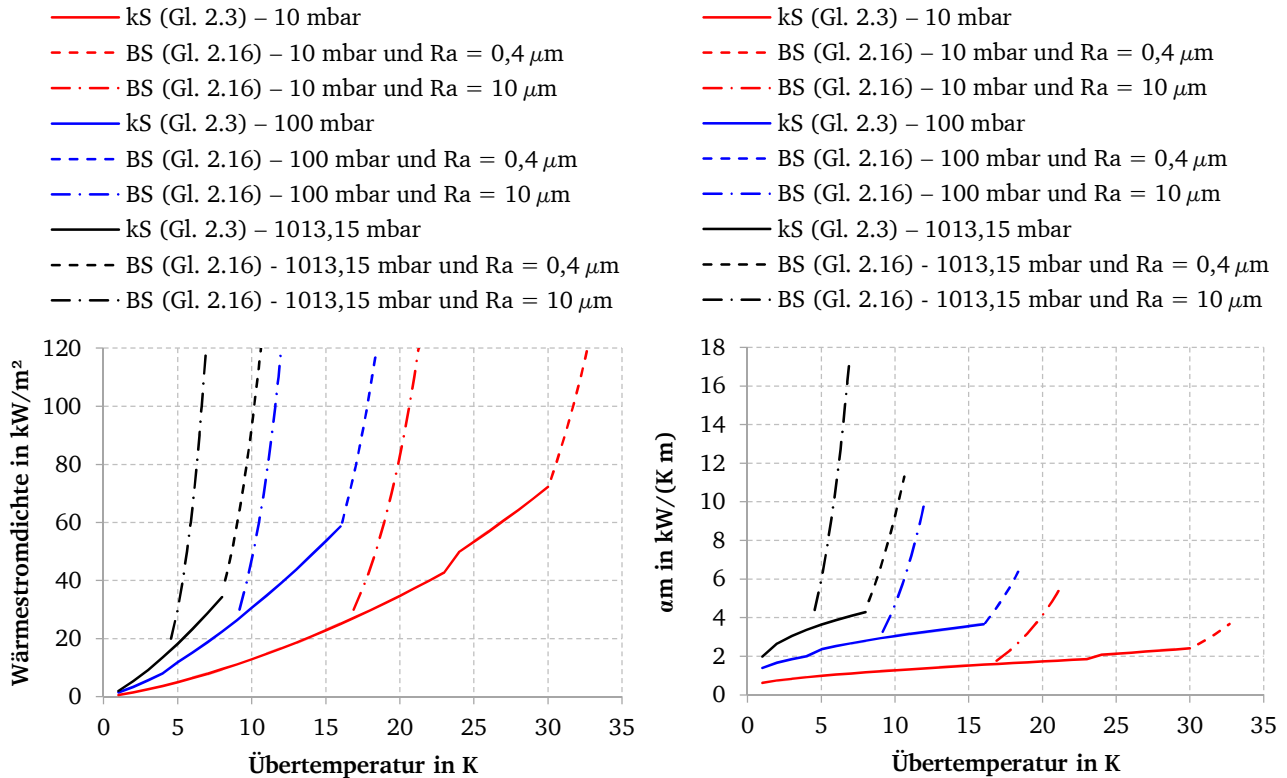


Abbildung 2.5: Veränderung des Siedekennlinienverlaufs bei der Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks.

Als Oberflächenwerkstoff wurde dabei Kupfer gewählt und neben dem arithmetischen Referenz-Mittenrauwert von  $R_{a,\text{ref}} = 0,4 \mu\text{m}$  zusätzlich der Maximalwert des Gültigkeitsbereichs mit  $R_a = 10 \mu\text{m}$  zur Verdeutlichung des Rauheitseffekts eingetragen. Die entsprechenden mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  sind im rechten Bild separat aufgetragen. Anzumerken ist, dass das Ergebnis für den Sättigungsdampfdruck von 10 mbar im Bereich des Blasensiedens deutlich unterhalb des empfohlenen Gültigkeitsbereichs der Korrelation liegt und kein abgesichertes Ergebnis darstellt (vgl. Abschnitt 0). Der Bereich des konvektiven Siedens bleibt davon unberührt.

Neben dem deutlichen Systemdruckeffekt auf den Wärmetransport bzw. den Wärmeübergang und die Verschiebung der Initiierung des Blasensiedens geht der maßgebliche Effekt der Oberflächenrauheit im Bereich des Blasensiedens hervor. Demnach kommt es mit der Zunahme von  $R_a = 0,4 \mu\text{m}$  auf  $R_a = 10 \mu\text{m}$  bei dem Sättigungsdampfdruck von 100 mbar beispielsweise bereits bei einer Übertemperatur von etwa 9 K anstelle von etwa 16 K zur Initiierung des Blasensiedens. Die damit einhergehende Verbesserung von  $\alpha_m$  wird anhand des rechten Bildes deutlich. Auch lässt sich anhand der Ergebnisse erkennen, dass der Bereich des Blasensiedens unter den vorgegebenen Systemdrücken in Ab- und Adsorptionstechnik mit glatten bzw. unstrukturierten Oberflächen nicht zu erreichen ist. Die in Unterkapitel 1.2 bestimmte Erschließungsgrenze von  $\Delta T \leq 7 \text{ K}$  liegt deutlich darunter.

Der Grund für den schlechteren Wärmetransport bzw. den Wärmeübergang liegt in der Veränderung der Arbeitsmitteleigenschaften begründet, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird. In Abschnitt 2.4.2 werden die verantwortlichen Mechanismen speziell für den Bereich des Blasensiedens anhand der Ergebnisse von Forschungsarbeiten zum Sieden von Wasser im Niederdruck detaillierter erläutert. Zu berücksichtigende Einflussfaktoren, derzeit unklare Effekte und das Verbesserungspotenzial von Siedeverstärkern sowie die Notwendigkeit dieser Arbeit gehen daraus hervor.

### 2.4.1 Veränderung wichtiger Stoffgrößen und ihr Einfluss auf den Wärmetransport

In Tabelle 2.1 sind die relevanten Stoffgrößen von Wasser und Wasserdampf für die in Abbildung 2.5 gezeigten Sättigungsdampfdrücke, die den Wärmetransport bzw. den Wärmeübergang im Bereich des konvektiven Siedens und des Blasensiedens beeinflussen, gegenübergestellt. Sie wurden den Internationalen Dampftafeln nach Wagner und Kretschmar [192] entnommen. Die Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  wurde auf Grundlage dieser über die Beziehung  $(dp/dT)_{\text{Sat}} = \Delta h_V \cdot \rho_D \cdot \rho_F / (T_{\text{Sat}} \cdot (\rho_F - \rho_D))$  berechnet und zusätzlich eingetragen (vgl. Gleichung (2.7)). Das im unteren Bereich der Tabelle aufgeführte Verhältnis veranschaulicht die prozentuale Veränderung der Stoffgrößen in Bezug zu denen beim Atmosphärendruck.

Tabelle 2.1: Gegenüberstellung relevanter Stoffgrößen von Wasser und Wasserdampf im Sättigungszustand für die Sättigungsdampfdrücke von 10 mbar, 100 mbar und Atmosphärendruck.

| Druck       | $p_{\text{Sat}}$ | $T_{\text{Sat}}$ | $\nu_F$           | $\alpha_F$        | $\rho_F$          | $\lambda_F$ | $\beta_F$ | $c_{p,F}$ | $Pr$ | $\sigma$ | $\rho_D$          | $\Delta h_V$ | $(\frac{dp}{dT})_{\text{Sat}}$ |
|-------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------|-----------|-----------|------|----------|-------------------|--------------|--------------------------------|
| -           | mbar             | K                | m <sup>2</sup> /s | m <sup>2</sup> /s | kg/m <sup>3</sup> | W/(K m)     | 1/K       | kJ/(kg K) | -    | N/m      | kg/m <sup>3</sup> | kJ/kg        | Pa/K                           |
| a           | 10               | 280,12           | 1,4E-06           | 1,4E-07           | 999,9             | 0,576       | 4,6E-05   | 4,20      | 10,4 | 0,075    | 0,008             | 2484         | 69                             |
| b           | 100              | 318,96           | 5,9E-07           | 1,5E-07           | 989,8             | 0,636       | 4,3E-04   | 4,18      | 3,9  | 0,069    | 0,068             | 2392         | 511                            |
| c           | 1013,2           | 373,12           | 2,9E-07           | 1,7E-07           | 958,4             | 0,678       | 7,5E-04   | 4,22      | 1,8  | 0,059    | 0,598             | 2257         | 3616                           |
| a zu c in % |                  | 75               | 486               | 82                | 104               | 85          | 6         | 100       | 594  | 127      | 1                 | 110          | 2                              |
| b zu c in % |                  | 85               | 202               | 92                | 103               | 94          | 57        | 99        | 220  | 117      | 11                | 106          | 14                             |

Wie aus Tabelle 2.1 hervorgeht, bewirkt die Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks eine Zunahme der kinematischen Viskosität  $\nu_F$ , der spezifischen isobaren Wärmekapazität der Flüssigkeit  $c_{p,F}$ , der Flüssigkeitsdichte  $\rho_F$ , der Prandtl-Zahl  $Pr$  – als Stoffwertverhältnis aus der kinematischen Viskosität  $\nu_F$  und der Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\alpha_F$  – sowie der Oberflächenspannung  $\sigma$ . Die Sättigungstemperatur  $T_{\text{Sat}}$ , die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_F$ , die Temperaturleitfähigkeit  $\alpha_F$  der Flüssigkeit, der Volumenausdehnungskoeffizient  $\beta_F$  und die Dampfdichte  $\rho_D$  werden hingegen reduziert. Die signifikantesten Veränderungen sind durch die gelbe Markierung hervorgehoben. Sie treten bei der kinematischen Viskosität  $\nu_F$ , dem Volumenausdehnungskoeffizienten  $\beta_F$ , der Prandtl-Zahl  $Pr$ , der Dampfdichte  $\rho_D$  und in der Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  auf. Letztere erfasst dabei die Veränderung von  $T_{\text{Sat}}$ ,  $\rho_F$ ,  $\rho_D$  und  $\Delta h_V$ .

Da die kinematische Viskosität  $\nu_F$  in der Berechnung der Grashof-Zahl quadratisch im Nenner eingeht, ist sie gemeinsam mit dem ebenfalls reduzierend wirkenden Beitrag des Volumenausdehnungskoeffizienten  $\beta_F$  der maßgebliche Grund für die Verringerung des „thermischen Antriebs“ bei der Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks im Bereich des konvektiven Siedens. Der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_m$  nimmt daher trotz der Zunahme der Prandtl-Zahl  $Pr$  ab, wie aus den entsprechenden Berechnungsgleichungen in Unterkapitel 2.2 für seine Bestimmung hervorgeht.

Was das Blasensieden betrifft, bewirkt im Wesentlichen die sehr deutliche Reduzierung der Steigung der Dampfdruckkurve  $(dp/dT)_{\text{Sat}}$  und die Zunahme der Oberflächenspannung  $\sigma$ , dass mit der Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks größere Übertemperaturen zur Aktivierung von Keimstellen erforderlich sind. Dies geht qualitativ aus Gleichung (2.7) hervor. Die Oberflächenspannung  $\sigma$

---

steigt zwar „nur“ um 27 % an, ist allerdings mindestens ein Grund für die deutliche Zunahme des Blasenabreißdurchmessers  $D_A$  und die damit einhergehende Reduzierung der Blasenabrissfrequenz  $f_B$ , wie in Abschnitt 2.4.2 gezeigt wird. Dies in Kombination mit Beobachtungen, dass die Anzahl aktiver Keimstellen sinkt sowie eine schwächere Ausprägung der Konvektionsströmung sind Gründe, weshalb es auch im Bereich des Blasensiedens zu einer verschlechterten Wärmeübertragung bei der Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks kommt.

---

#### 2.4.2 Literaturübersicht bisheriger Studien

---

Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über bisherige Forschungsarbeiten zum Behältersieden von Wasser im Bereich niedriger Drücke. Mit Ausnahme der älteren Untersuchungen von Cryder und Finalborgo [32] und Braunlich [20] sowie denen anhand eines Flachdrahts von Cole und Shulman [31] bzw. Cole [29] sind dabei ausschließlich Studien berücksichtigt, bei denen der Wärmestrom entlang einer Heizfläche oder eines Rohrs gemessen wurde. Arbeiten anhand von vollständig durchströmten Wärmeübertragerkonzepten mit veränderter Fluid- und damit Wandtemperatur entlang ihrer Durchströmungslänge werden nicht berücksichtigt. Dies gilt auch für Fallfilmversuche. Einige Untersuchungen hierzu wurden bereits in Unterkapitel 1.2 genannt.

Wie Tabelle 2.2 zeigt, sind insgesamt nur sehr wenige Arbeiten in dem für diese Arbeit relevanten Druckbereich durchgeführt worden (vgl. grün hinterlegte Zeilen). Bis zu den 70er Jahren fokussierten sich diese primär auf die Erforschung von Grundlagen anhand von glatten bzw. unstrukturierten Oberflächen. Sämtlichen dieser Untersuchungen lässt sich entnehmen, dass das Sieden von Wasser im Niederdruck mit der Reduzierung des übertragenen Wärmestroms  $\dot{Q}$  bzw. des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  im Vergleich zu höheren Drücken einhergeht. Diese Erkenntnis geht bereits aus einigen der ersten experimentellen Arbeiten von Cryder und Finalborgo [32] und Braunlich [20] hervor. Der dahinter steckende Mechanismus sowie die Veränderung der Dampfblasengröße und -frequenz wurde allerdings nicht näher betrachtet.

Raben et al. [133] waren mit die Ersten, die den verantwortlichen Siedemechanismus auf Basis eines vereinfachten Wärmeübertragungsmodells genauer analysierten. Dazu führten sie Messungen anhand einer polierten horizontal ausgerichteten Kupferoberfläche durch und dokumentierten die Anzahl der sich bildenden Blasen, ihre Abreißdurchmesser  $D_A$  und die Abrissfrequenz  $f_B$ . Als Ergebnis führen sie den geringeren Wärmeübergang bei der Druckreduzierung im Bereich des Blasensiedens hauptsächlich auf eine reduzierte Anzahl aktiver Keimstellen, einen geringeren Anteil des konvektiven Wärmetransports und die geringere Dampfdichte zurück. Außerdem verweisen sie auf die Zunahme der thermischen Grenzschichtdicke und des Blasenabreißdurchmessers  $D_A$ . Der Blasenabreißdurchmesser  $D_A$  nimmt mit der Reduzierung des Systemdrucks von Atmosphärendruck auf 13,33 mbar nach ihren Ergebnissen in etwa um den Faktor 10 zu. Für  $f_B$  beobachteten sie hingegen kein bestimmtes Trendverhalten. Zusätzlich verweisen sie auf eine Diskontinuität, die in der Übergangsregion vom konvektiven Sieden zum Blasensieden beobachtet wurde und die mit der Druckreduzierung ansteigen würde. Der Effekt der Keimbildungshysterese war damals scheinbar noch nicht bekannt (vgl. Abschnitt 3.4.2). Ihre Messdaten zeigen bei einem Systemdruck von 13,33 mbar eine Keimbildungshysterese  $\Delta T_{\text{Hyst}} = \Delta T_2 - \Delta T_1$  von etwa 11 K (vgl. Abbildung 3.9). Diese wird mit der Zunahme des Drucks immer geringer und verschwindet bei Atmosphärendruck schließlich.



Tabelle 2.2: Übersicht über Forschungsarbeiten zum Behältersieden mit dem Arbeitsmittel Wasser<sup>1</sup> im Bereich niederer Drücke.

| Jahr | Autor(en), (zusätzliche Arbeitsmittel, vgl. Fußnote) | Siedebereich/Untersuchungsschwerpunkt (Strukturflutung)  | Struktur(en) (Material)   | Druck/Druckbereich in mbar                |
|------|--|--|---|---|
| 1937 | Cryder und Finalborgo [32], (1)(2)(3)(4)(5)(6)(7)    | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Rohr (Messing)  | 37, 142, 297, 604, 975 und 1544           |
| 1941 | Braunlich [20]                                       | Blasensieden bis zum Filmsieden (vollständige Flutung)   | Rohr (Kupfer - außen verchromt)   | 86, 150, 250, 625 und 1013                |
| 1965 | Raben et al. [133]                                   | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung)  | Glattprobe (Kupfer)   | 13, 27, 67, 267 und 1013                  |
| 1966 | Cole und Shulman [31], (1)(2)(8)(9)(10)              | Blasenabreißdurchmesser (vollständige Flutung)   | Flachdraht (Zirkonium)  | 67, 87, 131, 260 und 480                  |
| 1967 | Cole [29], (1)(2)(9)(10)(11)                         | Blasenabreißdurchmesser und Frequenzen (vollständige Flutung)  | Flachdraht (Zirkonium)  | 67, 87, 260 und 480                       |
| 1967 | Kutateladze und Mamontova [89], (12)(13)             | Blasenabreißdurchmesser und kritische Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                          | Glattprobe (isolierte Platte - keine weiteren Angaben)  | 95, 120, 150, 180, 300, 500, 650 und 1013 |
| 1969 | Styushin und Elinzon [182], (13)                     | Übergangsregion und Blasensieden (vollständige Flutung)  | Rohr (Messing) und Rohr mit Nickel-Beschichtung   | 110, 204, 296, 480 bis 1013               |
| 1970 | Yagov et al. [206], (14)(15)                         | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung)  | Glattprobe (Nickel)   | 36 bis 1000                               |
| 1973 | König [80]   | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung)  | Glattprobe mit Keimstellen (Kupfer, Messing und rostfreier Stahl mit Nickel-Beschichtung)         | 400, 670 und 1013                         |
| 1975 | Van Stralen et al. [190]                             | Blasenabreißdurchmesser und -zeit (vollständige Flutung)   | Glattprobe mit künstlicher Keimstelle (Kupfer mit Nickel-Beschichtung)                            | 20, 41, 79, 132, 203, und 268             |
| 1987 | Semena et al. [163], (9)(14)                         | Blasensieden (Kapillarfütterung)   | Metallfaser (Kupfer, Nickel und rostfreier Stahl)   | 500 und 980                               |
| 1989 | Zaripov und Semena [209], (9)(11)(14)                | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Metallfaser (Kupfer, Nickel und rostfreier Stahl)   | 350 und 980                               |
| 1990 | McGillis et al. [106]                                | Blasensieden und kritische Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                                     | Glattprobe, aufgeraute Oberfläche und Nadelstruktur (Kupfer) sowie Cu- und TFE-Partikel           | 40, 90 und 1010                           |
| 1991 | McGillis et al. [105]                                | konvektives und Blasensieden und kritische Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                     | rechteckförmige und runde Glattprobe (Kupfer)   | 21, 26, 40 und 63                         |
| 1992 | Semena et al. [161]                                  | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Metallfaser (Kupfer)  | 100, 200, 300, 500 und 1013               |
| 1999 | Poniewski und Wójcik [128], (13), (16)               | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Metallfaser (Kupfer)  | 300 und 1013                              |
| 2006 | Pal und Joshi [117]                                  | konvektives Sieden bis zur kritischen Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                          | Glattprobe und poröse Steckstruktur (Kupfer)  | 97, 150 und 210                           |
| 2006 | Choon et al. [27]                                    | Blasensieden (Teilflutung)   | hoch poröser Schwamm (Kupfer)   | 18  |
| 2007 | Kim et al. [75]                                      | Blasenabreißdurchmesser - Vergleichsstudie (vollständige Flutung)                                      | Glattproben - keine eigenen Messungen   | 67 bis 1013                               |
| 2008 | Alam et al. [4]                                      | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Rohr aus Baustahl (mit und ohne poröse Kupferbeschichtung)  | 235, 426, 638, 790 und 971                |
| 2008 | Feldmann und Luke [43]                               | Blasensieden (vollständige Flutung)  | Rohr (Kupfer und Baustahl) - keine eigenen Messdaten für Wasser                                   | 22 mbar bis zum kritischen Druck          |
| 2008 | Pal und Joshi [118]                                  | konvektives Sieden bis zur kritischen Wärmestromdichte (vollständige Flutung mit Füllniveauevariation) | Glattprobe und poröse Steckstruktur (Kupfer)  | 97, 150 und 210                           |
| 2008 | Schnabel et al. [147]                                | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung mit Füllniveauevariation)                   | Glattprobe, aufgeraute Oberfläche und Nadelstruktur (Kupfer)                                      | 10 und 20                                 |
| 2008 | Xia et al. [205]                                     | konvektives Sieden (Teilflutung mit Füllniveauevariation)  | Rohr mit umlaufenden rechteckigen Mikrorillen (Kupfer)  | 9, 10, 11, 13, 15 und 17                  |
| 2009 | Laca und Wirtz [91]                                  | teilweise konvektives Sieden - primär Blasensieden (vollständige Flutung)                              | gewebte Drahtnetze auf Finnenstruktur (Kupfer) - auch vertikal vermessen                          | 203, 304, 507 und 1013                    |
| 2009 | Witte et al. [199]                                   | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung)  | Metallfaser (Kupfer)  | 10 und 20                                 |
| 2010 | Kwark et al. [90]                                    | konvektives Sieden bis zur kritischen Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                          | Glattprobe (Kupfer) und mit Nanobeschichtung (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ) - Winkel-Variation | 200, 470, 1010 und 2000                   |
| 2010 | Chan et al. [24]                                     | teilweise konvektives Sieden bis zur kritischen Wärmestromdichte (vollständige Flutung)                | Glattprobe, Finnen- und Nadelstruktur (Kupfer)  | 20, 40 und 90                             |
| 2010 | Choon et al. [28]                                    | basierend auf Chan et al. [24] - Berücksichtigung der tatsächlichen Benetzungsfläche                   | Glattprobe, Finnen- und Nadelstruktur (Kupfer)  | 20, 40 und 90                             |
| 2011 | Chan et al. [25], (17)                               | basierend auf Chan et al. [24] - Korrelation zur Berücksichtigung der Einengung der Oberfläche         | Glattprobe (Kupfer) - Versuch mit Aufsatz   | 20 und 90                                 |
| 2012 | Rullière et al. [139]                                | vom konvektiven bis zum Blasensieden (vollständige Flutung mit Füllniveauevariation) - Einengung       | Glattprobe mit und ohne künstlicher Keimstelle (Kupfer) - Versuch mit Aufsatz                     | 11, 18, 24, 29, 38, 48                    |

<sup>1</sup> Neben dem Arbeitsmittel Wasser wurden in den hier aufgeführten Studien weitere Arbeitsmittel untersucht. Diese sind zusätzlich in der Autorenspalte folgendermaßen kenntlich gemacht: (1) Methanol, (2) Tetrachlormethan, (3) n-Butanol, (4) 26,3 % Glycerin-Lösung, (5) Kerosin, (6) 10,1 % Natriumsulfat-Lösung, (7) 24,2 % Natriumchlorid-Lösung, (8) Toluol, (9) Aceton, (10) n-Pentan, (11) Stickstoff, (12) Ethylalkohol, (13) 13 % Natriumchlorid-Lösung, (14) Ethanol, (15) Freon-113, (16) FC-72. Da die untersuchten Drücke allerdings nicht immer einheitlich variiert wurden, sei auf die entsprechenden Quellen verwiesen. Die Druck/Druckbereich-Spalte bezieht sich ausschließlich auf das Arbeitsmittel Wasser.



Der Fragestellung speziell nach der Größe des Blasenabreißdurchmessers  $D_A$  und der Blasenabrissefrequenz  $f_B$  wurde in darauf folgenden Arbeiten (vgl. [31; 29; 89; 190]), McGillis et al. [105], einer Vergleichsstudie von Kim [75] und den Untersuchungen von Rulhière et al. [139] nachgegangen. Danach ist man sich in allen Studien zwar darüber einig, dass  $D_A$  mit der Reduzierung des Drucks deutlich zunimmt, damit  $f_B$  abfällt und dies der hauptsächliche Grund für den schlechteren Wärmeübergang ist, allerdings treten bei den bestimmten Zahlenwerten von  $D_A$  deutliche Differenzen auf. Diese sind in unterschiedlich untersuchten Strukturen (Geometrie, Größe, Oberflächenrauheit und Werkstoff), Versuchsaufbauten und Versuchsbedingungen (Flüssigkeitsüberhitzung oder -unterkühlung) begründet. Der Vergleich verschiedener Zahlenwerte von  $D_A$  wird außerdem dadurch erschwert, dass nicht immer klar hervorgeht, auf welchen Druck sich die Messungen beziehen, d. h. mit oder ohne hydrostatischer Wassersäule.

Abbildung 2.6 zeigt Messergebnisse der oben aufgeführten Autoren für  $D_A$  in Abhängigkeit des Wanddrucks  $p_{\text{sat}}$  (Wand). Sie repräsentiert die geringsten Drücke, die bisher untersucht wurden.

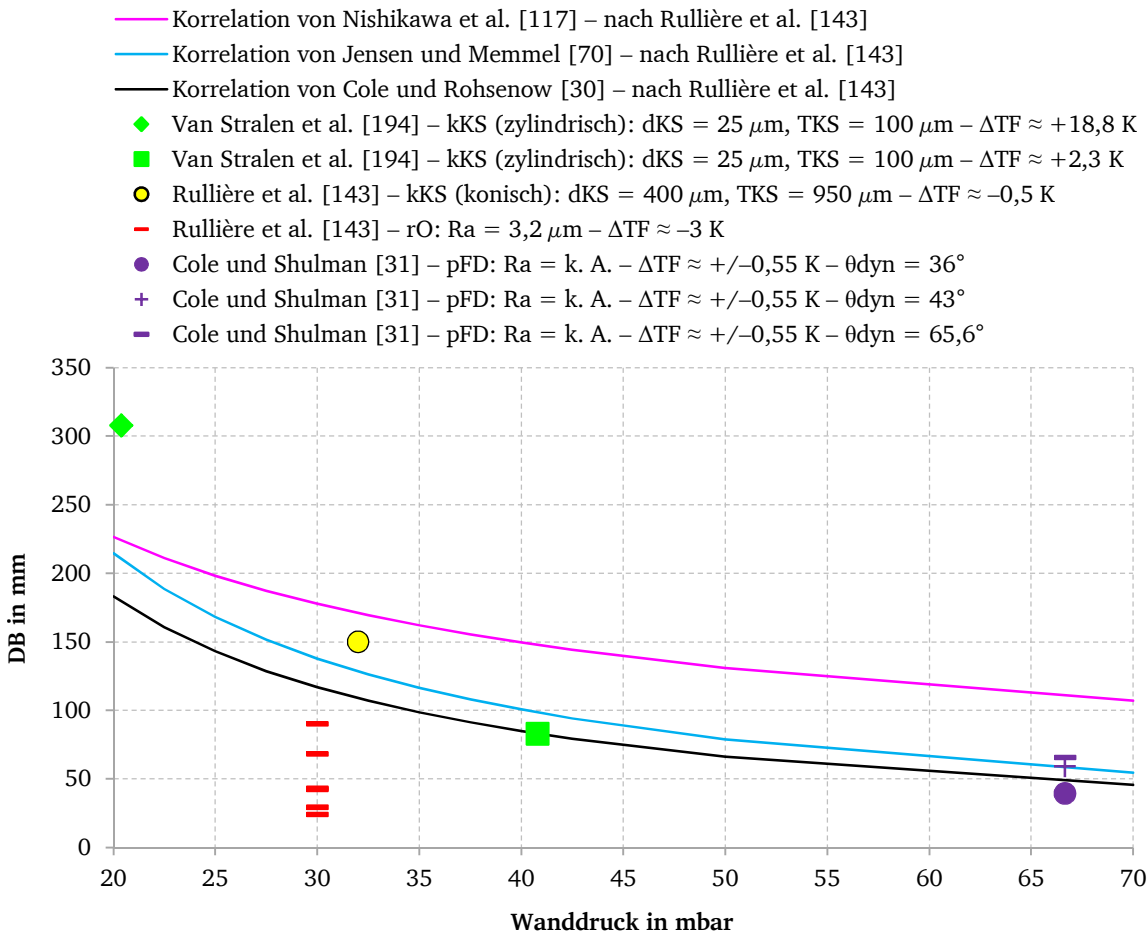


Abbildung 2.6: Gegenüberstellung von Korrelationen und Messdaten für  $D_A$  von Wasser in Abhängigkeit des Wanddrucks und für den Bereich geringer Siededrucke, aufbauend auf Rulhière et al. [139].

Abbildung 2.6 wurde aufbauend auf der von Rulhière et al. [139] erstellt und durch relevante Informationen ergänzt. Dies betrifft vorliegende Angaben zu der Flüssigkeitsüberhitzung bzw. -unterkühlung  $\Delta T_F$ , der untersuchten Oberfläche (künstliche Keimstelle (kKS), polierter Flachdraht (pFD)) oder raue Oberfläche (rO)) und dem dynamischen Benetzungswinkel  $\theta_{\text{dyn}}$  (ausschließlich von Cole und Shulman [31] gemessen). Die Ergebnisse der Korrelationen von Nishikawa et al. [114], Jensen und Memmel [67] (vgl. Gleichung (2.13)) sowie von Cole und Rohsenow [30] sind zum Vergleich mit den Messdaten eingetragen. Sie wurden Rulhière et al. [139] entnommen und zur

---

Erfassung der Ergebnisse von Cole und Shulman [31] zu höheren Wanddrücken extrapoliert. Eine Verfälschung der gezeigten Ergebnisse durch Inertgase wird ausgeschlossen, da das Arbeitsmittel laut den Autoren stets sorgfältig entgast wurde.

Anhand dieser Gegenüberstellung wird folgendes deutlich:

- 1)  $D_A$  nimmt mit der Flüssigkeitsüberhitzung zu und fällt bei ihrer Unterkühlung,
- 2)  $D_A$  nimmt mit der Zunahme der Rauheit ab bzw. ist bei Untersuchungen anhand von künstlichen Keimstellen (kKS) – bei denen die angrenzende Oberfläche poliert ist – am größten,
- 3)  $D_A$  nimmt mit der Vergrößerung des dynamischen Benetzungswinkels  $\theta_{\text{dyn}}$  zu und
- 4) eine gute bis sehr gute Übereinstimmung liegt zwischen den Korrelationen und den Messwerten an künstlich erzeugten Keimstellen (kKS) oder dem polierten Flachdraht (pFD) vor, sofern  $\Delta T_F$  gering ist (vgl. Van Stralen et al. [190] bei ca. 20 mbar).

Die Erkenntnisse zur Flüssigkeitsüberhitzung bzw. -unterkühlung decken sich mit denen von Marek [104], d. h. dass das Blasenwachstum vom unterkühlten Sieden hin zum Sättigungssieden verstärkt wird (vgl. Unterkapitel 2.1). Der Rauheitseffekt ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass anwachsende Blasen in benachbarten Keimstellen aufgrund des Flüssigkeitsimpulses mitgerissen werden (vgl. Erläuterungen zum rechten Bildausschnitt von Abbildung 2.4 in Abschnitt 2.3.2). Die Zunahme von  $D_A$  mit  $\theta_{\text{dyn}}$  deckt sich hingegen nicht mit dem Ergebnis der neueren Korrelation von Phan et al. [121; 122]. Nach Gleichung (2.13) nimmt  $D_A$  mit dem statischen Benetzungswinkel  $\theta_S$  zu. Gleichung (2.13) liefert im Niederdruck mit Maximalwerten von  $D_A \approx 1,8$  mm allerdings auch keine plausiblen Ergebnisse, wie ihre Anwendung in diesem Bereich zeigt. Zahlenwertangaben für  $D_A$  aus Raben et al. [133] sind nicht vergleichbar, da sie sich auf den Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens beziehen und nicht unmittelbar auf das Ablösen der ersten Blasen. Ihre Ergebnisse bestätigen allerdings auch die Zunahme von  $D_A$  mit der Reduzierung des Drucks.

Die mit der Reduzierung des Drucks hervorgerufenen größeren Blasenabreißdurchmesser  $D_A$  werden – neben der Zunahme der thermischen Grenzschichtdicke und dem damit begünstigten Wachstum – von Kim et al. [75] sowie Leiner [96] auf den Anstieg der Wachstumsgeschwindigkeit der Blasen zurückgeführt. Kim et al. [75] konnten anhand eines dimensionslosen Vergleichs von experimentellen Ergebnissen zum Einzelblasenwachstum zeigen, dass die Blasenwachstumsgeschwindigkeit  $w_B$ , d. h. ihre Volumenzunahme in Abhängigkeit der Zeit ( $w_B \neq \tau_W$ !), im Niederdruck höher als bei Atmosphärendruck ist. Dieses Ergebnis führen sie darauf zurück, dass es aufgrund des relativ hohen Druckpotenzials zwischen dem Sättigungsdruck direkt an der Heizwand und dem Systemdruck an der freien Fluidoberfläche zu einem stärkeren Wachstumsimpuls infolge des hohen spezifischen Dampf Volumens in der Blase kommt. Auch zeigen die Angaben von Van Stralen et al. [190] für die Jakob-Zahlen mit  $Ja = 2689$  bei einem Wanddruck von 20,4 mbar und  $Ja = 1989$  bei 40,8 mbar, dass die von Kim et al. [75] angegebene Grenze des thermisch-kontrollierten Blasenwachstums für  $Ja < 30$  deutlich überschritten wird (vgl. Abschnitt 0). Der Einfluss auf  $D_A$  wird bei der Betrachtung der Korrelation von Jensen und Memmel [67] (vgl. Gleichung (2.14)) deutlich. Alam et al. [4] verweisen außerdem auf den Anstieg der Oberflächenspannung  $\sigma$  mit der Reduzierung des Drucks (vgl. Tabelle 2.1), wodurch das Ablösen der Blasen zusätzlich erschwert wird. Wie aus den Beschreibungen des Unterabschnitts „Wachstum und Ablösen der Dampfblase von der Heizfläche“ in Abschnitt 2.3.2 hervorgeht, bewirkt die Summe dieser Effekte, dass die Blase länger an der Wand festgehalten wird und die Wartezeit des sichtbaren Blasenwachstums bis zu ihrer Ablösung von der Heizwand  $\tau_W$  zunimmt (vgl. z. B. Kim et al. [75]).

---

Mit der Zunahme von  $D_A$  geht schließlich eine Reduzierung der Blasenabrisssfrequenz  $f_B$  einher, da sowohl die Wartezeit des sichtbaren Blasenwachstums bis zu ihrer Ablösung von der Heizwand  $\tau_W$  (vgl. Kim et al. [75]) als auch die Wartezeit zur Aktivierung eines Dampfkeims  $\tau_{Akt}$  zunehmen (vgl. Gleichung (2.8)). McGillis et al. [106; 105] führen die längere Wartezeit  $\tau_{Akt}$  darauf zurück, dass die Zeit zur Erhöhung der Heizwandtemperatur ebenfalls ansteigt. So rufen größere Blasen auch eine Zunahme der Nachlaufströmung hervor. Diese wiederum hat eine stärkere Vermischung von wärmerer und kälterer Flüssigkeit sowie den Abtransport bereits überhitzter Flüssigkeit von der Wand zur Folge (vgl. Driftströmung in den Abschnitten 0 und 2.3.2). Aus diesem Grund wird eine längere Wartezeit  $\tau_{Akt}$  für die erneute Überhitzung der Flüssigkeit und die Aktivierung eines Dampfkeims benötigt. Ihre Beobachtungen zeigen ferner eine deutlich stärkere Schwankung der Heizwandtemperatur bei niedrigeren Drücken im Bereich der Einzelblasenbildung, worauf ebenfalls von Yagov et al. [206] und Van Stralen et al. [190] hingewiesen wird. Die Heizflächentemperaturschwankungen liegen nach Yagov et al. [206] bei Systemdrücken von 36 mbar und 60 mbar beispielsweise bei  $\pm 5$  K bzw.  $\pm 12$  K.

Ergänzend sei auf unterschiedliche Blasenformen kurz vor dem Abriss hingewiesen. Diese sind bei niedrigen Siededrücken durch eine pilzförmige und bei höheren Drücken durch eine kugelförmige Form gekennzeichnet (vgl. Van Strahlen et al. [190] und Rulhière et al. [139]). Nach König [80] nimmt aufgrund des größeren Blasendurchmessers  $D_A$  außerdem der Einfluss der thermischen Heizwandeigenschaften mit der Druckreduzierung zu, da ein vergrößerter Flächenanteil durch den Verdampfungsvorgang beeinflusst wird.

Der Einfluss des Füllniveaus auf  $D_A$  und  $f_B$  wurde in keiner der zuvor genannten Studien betrachtet. Ausschließlich Rulhière et al. [139] untersuchten neben den bereits gezeigten Ergebnissen zum Einfluss des Drucks zusätzlich drei verschiedene Füllniveaus (83, 103 und 123 mm) anhand der raueren Glattprobe und dem Systemdruck von 18 mbar. Als Ergebnis kommen sie zu der Erkenntnis, dass sich ein höheres Füllniveau positiv auf die Initiierung des Blasensiedens, d. h. die Verschiebung zu geringeren Übertemperaturen, auswirkt. Dies führen sie auf den größeren Wanddruck bei höherem Füllniveau – analog zum bekannten Systemdruckeinfluss – zurück. Auch ist die übertragene Wärmestromdichte mit der Steigerung der Übertemperatur beim höchsten untersuchten Füllniveau besser als bei den niedrigeren. Anzumerken sind bei der Betrachtung der gezeigten Siedekennlinien allerdings Überschneidungen zwischen den niedrigeren Füllniveaus.

Der positive Effekt eines höheren Füllniveaus auf den Wärmetransport deckt sich mit Ergebnissen von Schnabel et al. [147], die Voruntersuchungen dieser Arbeit darstellen (vgl. grau hinterlegte Zeilen in Tabelle 2.2). Der Einfluss des Füllniveaus wurde dabei anhand einer sandgestrahlten Kupferoberfläche untersucht und die Füllniveaus von 10 und 20 mm bei einem Systemdruck von 20 mbar betrachtet. Die frühere Initiierung des Blasensiedens und die größeren übertragenen Wärmestromdichten bei höheren Übertemperaturen werden hier abweichend zu Rulhière et al. [139] jedoch auf das Auftreten einer zweiten Konvektionswalze zurückgeführt, die durch den Aufbau des Siedebehälterkonzepts hervorgerufen wird. Erwartet wurde nämlich ein entgegengesetztes Trendverhalten.

Pal und Joshi [118] beobachteten bei ihren Untersuchungen an einer ebenen Oberfläche hingegen ein entgegengesetztes Trendverhalten. Danach bewirkt die Reduzierung des Füllniveaus eine frühere Initiierung des Blasensiedens, größere übertragene Wärmestromdichten bei höheren Übertemperaturen sowie die Verschiebung der kritischen Wärmestromdichten zu höheren Wärmestromdichten. Sie untersuchten ebenfalls drei verschiedene Füllniveaus (39, 29 und 20 mm). Die Systemdrücke lagen bei 97, 150 und 210 mbar. Als Grund für die Verbesserung des Wärmetransports verweisen sie

---

auf den geringeren thermischen Widerstand der Wassersäule, der durch die Reduzierung des Füllniveaus hervorgerufen wird. Die Verbesserung des Wärmeübergangs sei bei niedrigeren Wärmestromdichten  $\dot{q}$  deutlicher und würde mit der Initiierung des Blasensiedens und höherem  $\dot{q}$  sukzessive abnehmen. Außerdem wäre der Einfluss des Füllniveaus bei dem höchsten untersuchten Systemdruck am ausgeprägtesten, während er bei den niedrigeren Drücken zu vernachlässigen sei. Zu berücksichtigen ist bei den Interpretationen der Messergebnisse jedoch, dass es nach den Autoren speziell bei dem niedrigsten Füllniveau aufgrund des Versuchsaufbaus zu einer Flüssigkeitsunterkühlung gekommen sein könnte.

Der Einfluss des Füllniveaus wurde von Pal und Joshi [118] ebenfalls anhand verschieden hoher aufgesteckter poröser Schichten mit Schichthöhen von 1, 4 und 6 mm untersucht, die in allen Fällen vollständig mit dem Arbeitsmittel geflutet waren. Als Ergebnis verweisen die Autoren auf das mögliche Auftreten eines optimalen Füllniveaus für jede der untersuchten Strukturen. Mit der Zunahme der Strukturhöhe beobachten sie dabei einen Anstieg des Füllstands, bei dem die beste Wärmeübertragung erzielt wird. Höhere Füllniveaus seien grundsätzlich vorteilhaft, da hier stärkere Auftriebskräfte für die Blasen vorliegen und die Blasenbildung somit begünstigt wird. Speziell beim niedrigen Füllniveau sei außerdem zu beachten, dass die Flüssigkeit besonders bei hohen Wärmestromdichten möglicherweise nicht mehr an die Heizwand gelangt. Ist dies der Fall, kommt es zu einer Verschlechterung der Übertragungsleistung.

Die Initiierung des Blasensiedens auf glatten Oberflächen wird nach den Messdaten von Raben et al. [133] für den Systemdruck von 13,33 mbar bzw. Wanddruck von vermutlich 21 mbar bei  $\Delta T \approx 22$  K erreicht. Bei Atmosphärendruck liegen die Werte zum Vergleich bei  $\Delta T \approx 5$  K. Ergebnisse der Studie von Rullière et al. [139] zeigen die Initiierung des Blasensiedens für einen Systemdruck von 11 mbar bzw. Wanddruck von 23 mbar bei  $\Delta T \approx 26$  K. Sie bestätigt damit die Größenordnungen von Raben [133]. Die leichten Differenzen zu Raben et al. [133] sind vermutlich auf die angegebene Unterkühlung von  $\Delta T_F = -3$  K zurückzuführen. Aus den Messdaten beider Studien geht die Reduzierung der erforderlichen Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens anschaulich hervor. Auch deutet der Vergleich dieser Ergebnisse mit denen in Abbildung 2.5 auf eine gute Vorhersagegenauigkeit der Korrelationen von Gorenflo [50] auch außerhalb ihres Gültigkeitsbereichs hin.

Ende der 80er Jahre begann das Interesse an der Leistungssteigerung des Verdampfers in Wärmerohren und ab Anfang der 90er Jahre speziell im Hinblick auf die Kühlung von Elektronikbauteilen. Dabei wurden zunehmend auch niedrigere Siededrucke untersucht. Der niedrigste untersuchte Systemdruck lag in diesem Zusammenhang bei 18 mbar (vgl. [27]). Siedeverstärker wie

- 1) rechteckige Nadelstrukturen (vgl. [106; 24; 28]),
- 2) Metallfaserstrukturen (vgl. [163; 209; 161]),
- 3) aufeinandergesetzte Steckstrukturen aus rechteckigen Kanälen, die eine poröse Struktur ergeben (vgl. [117] und [118]),
- 4) ein hoch poröser Kupferschwamm (vgl. [27]),
- 5) Gewebestrukturen (vgl. [91]) und
- 6) längslaufende rechteckige Finnenstrukturen (vgl. [24] und [28])

wurden im Hinblick auf ihr Potenzial zur Effizienzsteigerung analysiert. Der Fokus lag dabei überwiegend auf dem Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens und der Erhöhung der kritischen Wärmestromdichte. McGillis et al. [110] untersuchten außerdem den Effekt der Oberflächenrauheit und den des Zusatzes von nicht benetzenden Tetrafluorethylen- und Kupferpartikeln. Bezüglich der Ergebnisse sei auf die einzelnen Studien verwiesen. Die für diese Arbeit maßgeblichen

---

Forschungsergebnisse und Korrelationen zu Metallfaserstrukturen (vgl. [163; 209; 161]) sowie einer ähnlichen Struktur – die den oberen Bereich des relevanten Druckbereichs markiert (vgl. hochporöser Schwamm in [27]) – werden in Kapitel 3 separat behandelt. Lediglich ein wichtiger Aspekt, der im Rahmen dieser Arbeiten von Choon et al. [28] diskutiert wird, sei erwähnt. Die Autoren verweisen auf die Problematik, dass in den meisten Literaturquellen unrealistisch hohe Wärmestromdichten  $\dot{q}$  und mittlere Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  angegeben werden. Diese würden weit über den realen Siedelimits liegen, wie beispielsweise dem Leidenfrostpunkt. Als Grund wird der Bezug des Wärmestroms  $\dot{Q}$  auf die Übertragungsfläche identifiziert. So würde – wie es in sämtlichen der vorliegenden Studien der Fall ist – anstelle der tatsächlichen äußeren Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  typischerweise die Basisfläche  $A_{\text{Basis}}$ , über die der Wärmestrom zugeführt wird, gewählt werden. Anhand der Gegenüberstellung ihrer Messdaten an längslaufenden rechteckigen Finnenstrukturen zeigen sie, dass bei der Berücksichtigung der tatsächlichen Fläche  $A_A$  das „wirkliche“ Siedephänomen unter Beachtung der existierenden Limits wiedergegeben wird. Um die Vergleichbarkeit zu vorangehenden Arbeiten zu gewährleisten, werden die in dieser Arbeit gezeigten Siedekennlinien allerdings ebenfalls auf die Basisfläche  $A_{\text{Basis}}$  bezogen. Die Flächenvergrößerung geht aus Tabelle 5.3 hervor und ermöglicht eine Umrechnung.

Das Interesse an dem Druckbereich, der für die Ab- und Adsorptionstechnik von Interesse ist, begann erst im ersten und zweiten Jahrzehnt des 21. Jahrhunderts.

Xia et al. [205] untersuchten Rohre mit umlaufenden rechteckigen Mikrorillen im Hinblick auf die Steigerung des Wärmeübergangs durch die Ausnutzung des Kapillareffekts (vgl. Abschnitt 3.3.2) im Bereich von Übertemperaturen zwischen 1 und 5 K sowie Systemdrücken zwischen 9 und 17 mbar. Der Bereich des Blasensiedens wurde nicht betrachtet und die Struktur – abweichend zu den vorangehenden Beschreibungen zum Füllniveaueinfluss – teilgeflutet vermessen (vgl. Abbildung 1.2). Anhand ihrer Ergebnisse konnten sie zeigen, dass die Reduzierung des Füllniveaus eine Zunahme des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  bewirkt und die erzielten Ergebnisse mit denen der Fallfilmverdampfung vergleichbar sind. In diesem Kontext geben sie entsprechende Zahlenwerte von  $\alpha_m = 3100 - 3500 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$  bzw.  $\alpha_m = 2800 - 4500 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ K})$  an. Der Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Erhöhung des Systemdrucks wird ebenfalls bestätigt. Außerdem zeigen sie, dass die Steigerung der Übertemperatur eine Abnahme von  $\alpha_m$  hervorruft. Als Begründung geben sie allerdings lediglich an, dass der Anteil des Wärmestroms, der durch die Mikrozone strömt (vgl. Abbildung 3.11) – in Bezug zum gesamten Wärmestrom – abnehmen würde.

Schnabel et al. [147] gingen der Frage nach, ob sich der Bereich des Blasensiedens bei den in der Sorptionstechnik vorliegenden Systemdrücken zwischen 10 und 20 mbar bei den maximal vorliegenden Übertemperaturen  $\Delta T \leq 7 \text{ K}$  (vgl. Unterkapitel 1.2) durch den Einsatz typischer Siedeverstärker realisieren lässt. Dabei wurden eine rechteckige Nadelstruktur, eine sandgestrahlte Oberfläche sowie eine Glattprobe als Referenz bei einem Füllniveau von 22 mm untersucht. Als Ergebnis wurde die Initiierung des Blasensiedens bei den Systemdrücken von 20 und 10 mbar bzw. Wanddrücken von 22 und 12 mbar für die Glattprobe bei  $\Delta T \approx 25$  bzw. 29 K, für die sandgestrahlte Oberfläche bei  $\Delta T \approx 19$  bzw. 22 K und für die rechteckige Nadelstruktur bei  $\Delta T \approx 3$  bzw. 6 K erreicht. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wurde in Arbeiten von Witte et al. [199] anhand eines modifizierten Versuchsaufbaus eine Metallfaserstruktur aus Elektrolytkupfer mit einer Porosität von  $\varepsilon = 0,83$  bei einem Füllniveau von 10 mm analysiert. Die Initiierung des Blasensiedens konnte hier – analog für die Systemdrücke von 20 und 10 mbar und damit Wanddrücken von 21 und 11 mbar – bei  $\Delta T \approx 4$  bzw. 7 K erreicht werden. Beide zuvor genannten Studien waren Bestandteil des SorCool-Projekts (vgl. Unterkapitel 1.1) und stellen Voruntersuchungen dieser Arbeit dar (vgl. grau



---

hinterlegte Zeilen in Tabelle 2.2). Die dabei erreichten Größenordnungen der notwendigen Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens liegen im Bereich anderer Studien. So wird der Bereich des Blasensiedens in Untersuchungen von Chan et al. [24] anhand rechteckiger Finnenstrukturen je nach Probe beispielsweise ebenfalls bei Übertemperaturen zwischen 4 – 7 K erschlossen. Für die untersuchte Glattprobe liegt er bei  $\Delta T \approx 20$  K. Der Systemdruck betrug dabei 20 mbar bzw. der Wanddruck 26 mbar (Füllniveau 60 mm).

Nach Kenntnis des Autors sind die neuesten Ergebnisse für die Anwendung in Ab- bzw. Adsorptionskältemaschinen – neben denen des SorCool-Berichts als Bestandteil dieser Arbeit – diejenigen von Rulhière et al. [139]. Hier wurde zusätzlich zu den bereits erwähnten Untersuchungen analysiert, welchen Einfluss eine parallel über der Glattprobe positionierte unbeheizte PVC-Platte und der Abstand dieser auf den Siedekennlinienverlauf bewirken. Untersucht wurden dabei die Plattenabstände von 1,2, 2,1, 3,5 und 4,2 mm und als charakteristische Größe wurde die Bond-Zahl herangezogen. Sie entspricht dem Verhältnis aus dem Abstand der Platte von der Oberfläche und der Kapillarlänge. Ist sie kleiner als eins, werden die Blasen während ihres Wachstumsprozesses eingequetscht bzw. verformt, andernfalls nicht. Die Kapillarlänge wird für den untersuchten Systemdruck von 18 mbar mit einem Wert von 2,73 mm und die Bond-Zahlen entsprechend mit 0,44, 0,77, 1,28 bzw. 1,54 angegeben. Wie ihre Gegenüberstellung zu den Ergebnissen einer Glattprobe ohne Platte zeigt, kommt es ausschließlich in den Fällen, in denen die Bond-Zahl kleiner als eins ist, und bei geringen Wärmestromdichten, zu einer deutlichen Verbesserung des Wärmeübergangs. Dies führen die Autoren auf eine stärkere Überhitzung des dünnen Flüssigkeitsfilms zwischen der eingequetschten Blase und der Heizfläche und damit die lokal verbesserte Verdampfung in diesem Bereich zurück. Die Initiierung des Blasensiedens wird hier bei Übertemperaturen im Bereich zwischen 9 und 11 K erreicht. Bei der Glattprobe liegt sie hingegen bei etwa 23 K und bei Bond-Zahlen größer eins im Bereich zwischen 19 und 21 K. Mit der Zunahme der Wärmestromdichte bzw. der Übertemperatur wird die Verbesserung des Wärmeübergangs für Bond-Zahlen kleiner eins im Vergleich zum Kurvenverlauf der Glattprobe ohne Platte kontinuierlich geringer; und bei Bond-Zahlen größer eins ist der Wärmeübergang bereits unmittelbar nach der Initiierung des Blasenschiedens deutlich schlechter als es bei der Glattprobe der Fall ist. Letzteres könnte nach den Autoren darauf zurückzuführen sein, dass die Anwesenheit der Platte die Ausbildung von Konvektionszellen verhindert und darüber hinaus den Austritt der Dampfblasen behindert.

---

### 3 Grundlagen des Siedens an Metallfaserstrukturen

---

Wie dies bei zahlreichen anderen Oberflächenstrukturierungen der Fall ist, bieten poröse Metallfaserstrukturen die Möglichkeit zur Verbesserung der Wärmeübertragung beim Behältersieden. Die poröse Struktur sorgt für eine schnellere Erwärmung des sie umgebenden Arbeitsmittels. Hierdurch wird die Bildung von Dampfblasen erleichtert und im Vergleich zu einer Glattprobe mehr Wärme von der Oberfläche abtransportiert. Außerdem liegt in porösen Strukturen eine deutlich größere Anzahl von Keimbildungsstellen vor. Daher kann es zu einer signifikanten Verbesserung des Wärmeübergangs über den gesamten Bereich der Siedekennlinie kommen [86]. Die notwendige Über-temperatur  $\Delta T$  zum Erreichen des stabilen Blasensiedens liegt beispielsweise nach Tang et al. [184] im Bereich zwischen  $\Delta T = 2 - 3$  K. Demgegenüber steht ein Wert von  $\Delta T = 9$  K bei einer glatten Oberfläche. Diese Ergebnisse wurden bei Untersuchungen mit dem Arbeitsmittel Wasser und bei Atmosphärendruck bestimmt. Angaben zur Steigerung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  bei höheren Wärmestromdichten  $\dot{q}$  schwanken zwischen Faktor 4 – 10 im Vergleich zu einer Glattprobe (vgl. Zhu et al. [211], Poniewski und Wójcik [128] und Kostornov et al. [86]). Die kritische Wärmestromdichte lässt sich nach Untersuchungen von Shapoval et al. [165] ebenfalls erhöhen. Die richtige Wahl der Strukturparameter ist im Hinblick auf den zu optimierenden Bereich allerdings von entscheidender Bedeutung.

Im Vergleich zu industriell gefertigten Mikrostrukturen, versinterten Pulverstrukturen, thermisch aufgespritzten Strukturen oder Gitterstrukturen – Mertz [107] sowie Poniewski und Thome [127] geben hier eine Übersicht – weisen Metallfaserstrukturen eine völlig andere Grundstruktur auf [127]. Sie sind aus Metall oder Metalllegierungen herstellbar und zeichnen sich nach Poniewski und Thome [127] dadurch vorteilhaft aus, dass mit ihnen die Möglichkeit besteht,

- 1) einen hohen mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  zu erreichen,
- 2) Beschichtungen mit gezielt definierten Strukturparametern, d. h. Faserstrukturhöhe, Porosität und Wärmeleitfähigkeit des Struktur-Skeletts, herzustellen,
- 3) Beschichtungen mit hoher Porosität herzustellen, bei denen alle Poren geöffnet sind und
- 4) die erzeugte Beschichtung auch auf Grundflächen mit komplexer Form aufzubringen.

Die Hauptforschungseinrichtung, die diese Strukturen herstellt und bereits seit den 70er Jahren erforscht, ist das zur Technischen Universität Kiew gehörende Metall-Forschungsinstitut der Nationalen Akademie der Wissenschaften der Ukraine. Die Hauptanwendung der Strukturen ist der Einsatz in Wärmerohren (vgl. z. B. [159; 127; 168; 86]).

In diesem Kapitel werden die Grundlagen und der aktuelle Forschungsstand zu den Untersuchungen an Metallfaserstrukturen dargestellt. Dabei sind die Siedefälle bzw. Betriebsweisen der Kapillarfütterung und der vollständigen Faserstrukturflutung zu unterscheiden. Bevor die Grundlagen zu den Transportprozessen und die Wärmeübertragung in Anlehnung daran diskutiert werden, erfolgt zunächst die Nennung relevanter charakteristischer Größen. Diese gehen in die Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  ein. Die im Ergebnisteil der Arbeit herangezogenen Berechnungsgleichungen und Korrelationen werden anschließend erläutert. Am Ende des Kapitels werden eine Vergleichsstudie anhand eines Kupferschwamms für die Betriebsweise der Teilflutung und die angegebene Korrelation vorgestellt. Die wichtigsten Erkenntnisse dieses Kapitels werden gemeinsam mit denen aus Kapitel 1 und 1.3 in Kapitel 4 zusammengefasst und die hiervon ausgehend offenen Fragestellungen herausgestellt. Als Basis zur Beschreibung der Grundlagen dienen die Bücher von Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [168].



### 3.1 Fallunterscheidungen

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der beiden Grundaufbaukonzepte, wie sie in Kostornov et al. [86] zu Forschungsarbeiten beim Behältersieden anhand von metallischen Faserstrukturen gezeigt werden. Dabei sind die Positionierung der Struktur auf dem Heizer, der Kontakt bzw. die Art der Zufuhr des Arbeitsmittels und die Heizer- und Probenisolierung skizziert. Der äußere Rahmen deutet den Siedebehälter an.

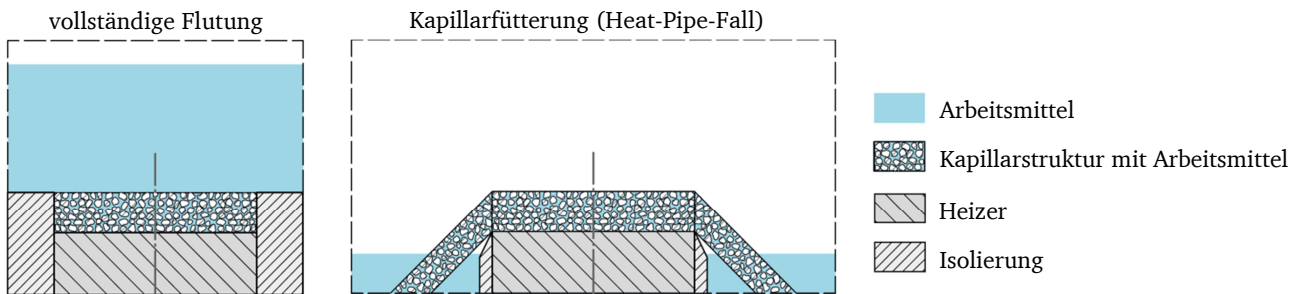


Abbildung 3.1: Fallunterscheidungen bei Untersuchungen an Metallfaserstrukturen nach Kostornov et al. [86].

Auf der linken Seite ist der Fall zu sehen, bei dem die Struktur mit dem Arbeitsmittel vollständig geflutet ist. Er entspricht den Bedingungen, wie sie in schwerkraftgetriebenen Wärmerohren (Zwei-Phasen-Thermosiphone) vorliegen. Die rechte Seite zeigt den Fall, in dem sich kein Arbeitsmittel oberhalb der Struktur befindet. Hier erfolgt der Transport an die Strukturoberfläche durch die Wirkung von Kapillarkräften (vgl. Abschnitt 3.3.3). Dazu ist die Struktur entlang ihrer gesamten Mantelfläche erweitert und ragt nach unten hin in das Arbeitsmittelbad hinein. Dieser Fall entspricht den Bedingungen, wie sie in Heat Pipes anzutreffen sind [86].

Die relevanten Grundlagen und Forschungsarbeiten werden im Folgenden für diese zwei Fälle beschrieben. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden entsprechend der Abbildung 3.1 ausschließlich die Begriffe des Siedefalls der „vollständigen Flutung“ und des Siedefalls der „Kapillarfütterung“ verwendet.

### 3.2 Charakteristische Größen von Metallfaserstrukturen

In diesem Unterkapitel werden die charakteristischen Größen von Metallfaserstrukturen vorgestellt, die für die Transportprozesse und die Wärmeübertragung in den darauf folgenden Unterkapiteln und Abschnitten – unter anderem für die Anwendung von Korrelationen – von Bedeutung sind.

In Abbildung 3.2 sind zwei Photographien eines Parametersatzes von Metallfaserstrukturen aus dem Beitrag von Semena und Zaripov [162] dargestellt.

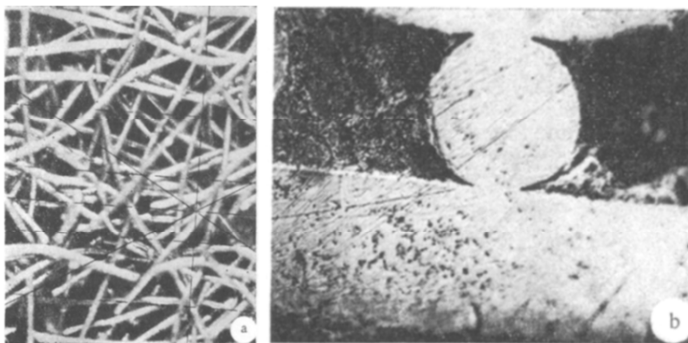


Abbildung 3.2: Draufsicht (links) und Seitenansicht (rechts) von Metallfaserstrukturen. Nachgedruckt aus Semena und Zaripov [162]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1).

Das linke Bild zeigt eine 75-fache Vergrößerung der Metallfaserstrukturen in der Ebene, die normal zur formgebenden Kraft bei der Herstellung ausgerichtet ist. Die Porosität wird mit 0,9, der Faserdurchmesser mit 40  $\mu\text{m}$  und die Faserlänge mit 3 mm angegeben (vgl. fortführende Abschnitte). Im rechten Bild ist eine 500-fache Vergrößerung gezeigt. Die Ebene ist hier parallel zur formgebenden Kraft ausgerichtet. Die Anbindung der Metallfasern an ihren Kontaktstellen geht daraus hervor. Sie wird durch den Versinterungsprozess erreicht.

Die Photographien sollen aufzeigen, auf welcher konkreten Art von Metallfaserstrukturen die überwiegende Anzahl von Berechnungsgrundlagen grundsätzlich basiert. Außerdem werden sie herangezogen, um klarzustellen, auf welche Metallfaserausrichtung sich die Korrelation zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit bezieht (vgl. Abschnitt 3.2.2). Wie das rechte Bild außerdem zeigt, besitzen die Einzelfasern hier einen nahezu kreisrunden Querschnitt. Weiteren Beiträgen von Kostornov et al. [83; 87; 85] sind jedoch auch ovale bis nierenförmigen Querschnitte zu entnehmen. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strukturen weisen tendenziell eher einen nierenförmigen Querschnitt auf. In Abbildung 3.4 des Abschnitts 3.3.1 geht dies anhand eines Faserschliffes aus der Veröffentlichung von Andersen et al. [9] hervor. Dass hierdurch signifikante Veränderungen in den Berechnungsgrundlagen auftreten, wird allerdings ausgeschlossen.

### 3.2.1 Porosität

Die Porosität  $\varepsilon$  ist als Quotient aus dem Porenvolumen  $V_p$  und dem Gesamtvolumen eines porösen Mediums  $V_{PM}$  definiert [42; 45]. Sie lässt sich durch Wiegen des porösen Mediums und Messen seiner geometrischen Abmaße, d. h. der Bestimmung seines Volumens  $V_{PM}$ , über die Gleichung

$$\varepsilon = 1 - \frac{m_{PM}}{V_{PM} \cdot \rho_{rein}} \quad (3.1)$$

berechnen. Darin entspricht  $m_{PM}$  der Masse des porösen Mediums und  $\rho_{rein}$  der Reindichte des Festkörpermateri als.  $\rho_{rein}$  ist Stoffwerttabellen zu entnehmen und bezieht sich ausschließlich auf das porenfreie Feststoffvolumen. Optional kann  $\varepsilon$  beispielsweise auch aus Quecksilberporosimetrie-Messungen ermittelt werden (vgl. Abschnitt 5.2.4).

Fries [45] verweist ferner darauf, dass bei porösen Medien mit geschlossenen Porenräumen außerdem zwischen offener und geschlossener Porosität zu unterscheiden sei. Die offene Porosität beziehe sich auf das Porenvolumen, welches für das Arbeitsmittel zugänglich ist, und beeinflusst den Benetzungsprozess. Bei geschlossener Porosität sei dies hingegen nicht der Fall, da kein Kontakt zum Arbeitsmittel vorliegt. Da sich Metallfaserstrukturen nach Angaben von Semena et al. [160] allerdings u. a. speziell dadurch auszeichnen, dass sie keine blinden Poren beinhalten, ist die Berechnung von  $\varepsilon$  nach Gleichung (3.1) im Rahmen dieser Arbeit ausreichend.

Eine weitere Kenngröße, die innerhalb von Korrelationen zur Berechnung der Permeabilität  $K$  und des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  einfließt (vgl. Abschnitt 3.3.2 und 3.4.6), ist die sogenannte maximale Porosität  $\varepsilon_{max}$ . Sie gibt die maximal herstellbare Porosität für eine gegebene Fasergröße an und lässt sich nach Semena und Gershuni [158] sowie Zaripov et al. [209] über die Gleichung

$$\varepsilon_{max} = e^{\left(-6 \cdot \frac{d_F}{l_F}\right)} \quad (3.2)$$

bestimmen. Danach hängt  $\varepsilon_{max}$  ausschließlich vom Faserdurchmesser  $d_F$  und der Faserlänge  $l_F$  ab. Ihr Zahlenwert fällt mit zunehmendem Faserdurchmesser  $d_F$ . Der Gültigkeitsbereich von Gleichung

(3.2) ist nach Semena und Gershuni [158] für die Grenzen des Verhältnisses aus Faserlänge zu Faserdurchmesser mit  $15 \leq l_F/d_F \leq 150$  angegeben. Damit ist Gleichung (3.2) auch für die im Rahmen der Arbeit untersuchten Metallfaserstrukturen anwendbar. Die  $l_F/d_F$ -Verhältnisse liegen hier bei 38 bzw. 63 und wurden aus einer mittleren Faserlänge  $l_F$  mit einem Wert von 6,4 mm und den Faserdurchmessern  $d_F$  von 167 bzw. 102  $\mu\text{m}$  gebildet (vgl. Abschnitt 5.2.2).

Auf abweichende Angaben zur Bestimmung von  $\varepsilon_{\max}$  in Poniewski und Thome [127] sei verwiesen. Hier fehlt in Gleichung (3.2) der Faktor 6, die angegebene Primärquelle war zur Überprüfung jedoch nicht verfügbar. Unter Anwendung der zuvor erwähnten Faserdurchmesser  $d_F$  von 167 bzw. 102  $\mu\text{m}$  und der Faserlänge  $l_F$  von 6,4 mm stehen sich die Zahlenwerte für  $\varepsilon_{\max}$  mit 0,86 und 0,91 nach Gleichung (3.2) und  $\varepsilon_{\max}$  von 0,97 und 0,98 ohne den Faktor 6 gegenüber. In Anbetracht der Ergebnisse einer vorangehenden Überprüfung der Korrelationen zur Bestimmung von  $\alpha_m$  wird Gleichung (3.2) als korrekte Berechnungsgleichung angesehen (vgl. Abschnitt 3.4.6).

### 3.2.2 Effektive Wärmeleitfähigkeit und thermische Leitfähigkeit des Skeletts

Die effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  stellt die Gesamtwärmeleitfähigkeit einer Metallfaserstruktur dar, bei der sämtliche Porenräume vollständig mit dem Fluid (Gas, Dampf oder Flüssigkeit) ausgefüllt sind. Sie ist eine wichtige charakteristische Größe der Metallfaserstruktur, da sie in die Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Bereich des konvektiven Siedens bzw. der Wärmeleitung eingeht (vgl. „Kapillarfütterung“ in Abschnitt 3.4.3 sowie Abbildung 3.8).

Unter der thermischen Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{\text{skl}}$  wird hingegen die Wärmeleitfähigkeit der reinen Metallfaserstruktur verstanden, d. h. wenn die Porenräume zwischen den Fasern luftleer (Vakuum) sind. Sie fließt in die Korrelationen zur Bestimmung von  $\alpha_m$  im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens ein (vgl. Abschnitt 3.4.6).

Zahlenwerte von  $\lambda_{\text{eff}}$  und  $\lambda_{\text{skl}}$  hängen vom Fasermaterial, den geometrischen Struktureigenschaften der Fasern, ihrer Ausrichtung und ihrem Herstellungsprozess (z. B. versintert oder nicht versintert) ab.  $\lambda_{\text{eff}}$  wird außerdem durch das Fluid in den Zwischenräumen beeinflusst [162; 158; 8]. Zur Bestimmung von  $\lambda_{\text{eff}}$  und  $\lambda_{\text{skl}}$  liegen theoretische Modelle sowie empirische oder halb-empirische Berechnungsgleichungen vor. Letztere basieren auf den Ergebnissen von Messungen. Eine sehr gute Übersicht über Modelle, theoretische Grenzen und Berechnungsgleichungen zur Bestimmung von  $\lambda_{\text{eff}}$  für verschiedenartige Kapillarstrukturen ist beispielsweise in Faghri [42] zu finden.

Die für die vorliegende Arbeit maßgebliche Berechnungsgleichung zur Bestimmung von  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  ist der halb-empirische Ansatz von Mantle und Chang [103]:

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_M \cdot \left( 1 + \frac{\varepsilon}{\frac{(1-\varepsilon)}{m} + \frac{\lambda_M}{(\lambda_F - \lambda_M)}} \right) \quad (3.3)$$

Er basiert auf dem theoretischen Modell-Ansatz von Odelevskii, der in Aivazov und Domashnev [3] zu finden sei (vgl. [103]).  $\lambda_{\text{eff}}$  ist demnach eine Funktion der Wärmeleitfähigkeit des Festkörper- bzw. Fasermaterials  $\lambda_M$ , der Porosität  $\varepsilon$ , der Wärmeleitfähigkeit des Fluids  $\lambda_F$  und einem empirischen Ausdruck  $m$ :

$$m = \left( 1,2 - 29 \cdot \frac{d_F}{l_F} \right) \cdot (0,81 - \varepsilon)^2 + 1,09 + 2,5 \cdot \frac{d_F}{l_F} \quad (3.4)$$

In diesem Ausdruck haben die Autoren neben der Porosität  $\varepsilon$  den Einfluss des Faserdurchmessers  $d_F$  und ihrer Länge  $l_F$  erfasst. Er wurde auf Grundlage eines umfangreichen Messdatensatzes für Kupferfasern aus Arbeiten von Semena et al. [160] und Semena und Zaripov [162] bestimmt, der sowohl Messergebnisse für den Fall beinhaltet, bei dem die Porenräume luftleer (Vakuum) waren als auch mit Wasser befüllt. Die thermische Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{skl}$  lässt sich berechnen, wenn die Wärmeleitfähigkeit des Fluids  $\lambda_F$  in Gleichung (3.3) mit  $\lambda_F = 0 \text{ W/(m K)}$  angenommen wird.

Gleichung (3.3) bezieht sich analog der zugrundegelegten Messdaten auf den typischen Einbau von Metallfasern in Heat Pipes. Der Wärmestrom wird hier entlang der Versinterungsrichtung der Fasern aufgebracht, d. h. die Durchströmung erfolgt entsprechend dem rechten Bildausschnitt in Abbildung 3.2 von unten nach oben oder entgegengesetzt (vgl. auch schwarzer Pfeil im Bildausschnitt von Abbildung 3.3). Bei den Messungen dieser Arbeit wird der Wärmestrom ebenfalls in dieser Richtung aufgeprägt. Der Gültigkeitsbereich von Gleichung (3.3) ist durch den untersuchten Parameterraum der Messungen gegeben. Hier wurden die Bereiche  $0,2 \leq \varepsilon \leq 0,96$ ,  $20 \mu\text{m} \leq d_F \leq 70 \mu\text{m}$ ,  $3 \text{ mm} \leq l_F \leq 10 \text{ mm}$  bzw.  $0,004 \leq d_F/l_F \leq 0,023$  bei Temperaturen zwischen  $16 \text{ °C} \leq t \leq 35 \text{ °C}$  untersucht [160; 162]. Nach Mantle und Chang [103] werden die Messergebnisse von  $\lambda_{eff}$  bzw.  $\lambda_{skl}$  durch Gleichung (3.3) mit einer Standardabweichung von 10 % erfasst.

In Abbildung 3.3 sind Ergebnisse von  $\lambda_{eff}$  nach Gleichung (3.3) mit Messdaten (MD) von Andersen et al. [8] für versinterte Metallfasern aus Aluminium verglichen. Andersen et al. [8] untersuchten speziell den Einfluss der Faserausrichtung und der Porosität  $\varepsilon$  auf  $\lambda_{eff}$ . Die Metallfasern entsprechen denen, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden. Sie wurden nach dem identischen Fertigungsverfahren hergestellt (vgl. Abschnitt 5.2.2) und unterscheiden sich primär durch den Faserwerkstoff. Die Messungen erfolgten unter Umgebungsbedingungen bei etwa  $t = 23 \text{ °C}$  und die Zwischenräume der Poren waren mit Luft ausgefüllt. Für die Berechnung von  $\lambda_{eff}$  wurde entsprechend  $\lambda_F = 0,026 \text{ W/(Km)}$  gewählt und die Faserparameter nach Andersen et al. [8] mit  $d_F = 154 \mu\text{m}$  und  $l_F = 9,4 \text{ mm}$  sowie  $\lambda_M = 200 \text{ W/(Km)}$  herangezogen. Zusätzlich sind die Ergebnisse für den Fall, dass die Porenräume mit Wasser ausgefüllt sind und  $\lambda_{skl}$  (Vakuum) eingetragen, d. h. für  $\lambda_F = 0,678 \text{ W/(Km)}$  bzw.  $\lambda_F = 0 \text{ W/(Km)}$ .

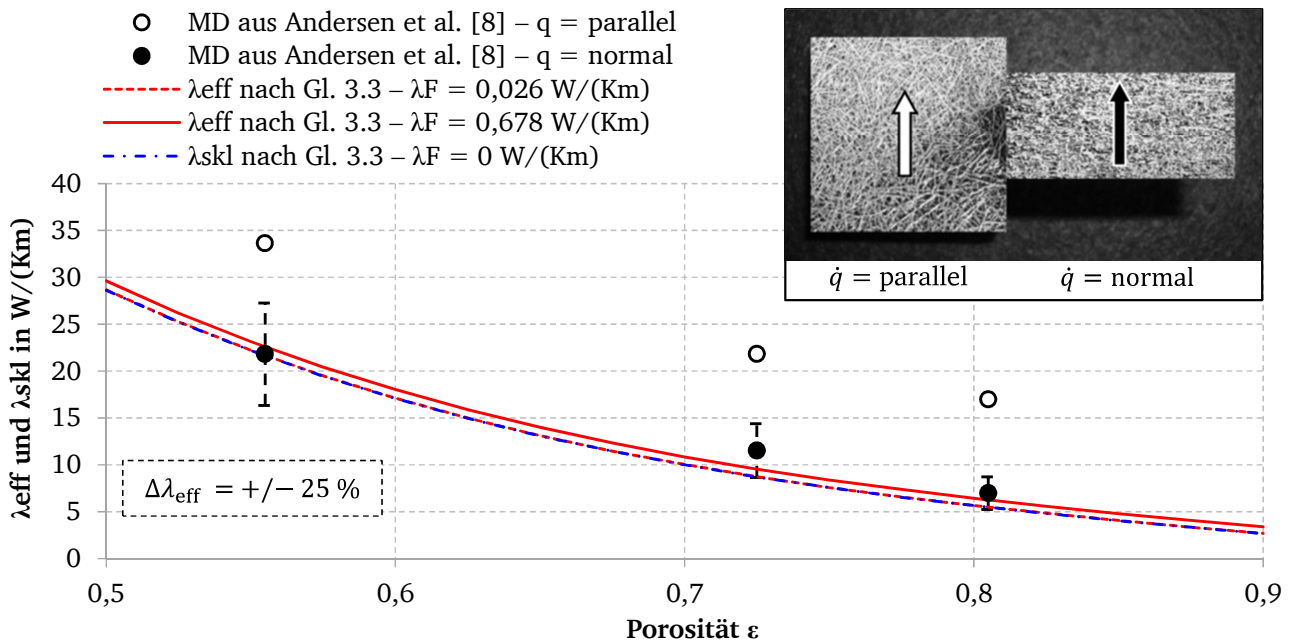


Abbildung 3.3: Vergleich von Messwerten aus Andersen et al. [8] mit den Ergebnissen nach Mantle und Chang [103].

Aus der Gegenüberstellung in Abbildung 3.3 geht Folgendes hervor:

- 1)  $\lambda_{\text{eff}}$  nimmt grundsätzlich mit der Zunahme von  $\varepsilon$  ab, unabhängig davon, ob der Wärmestrom parallel oder normal zur Faserrichtung aufgeprägt wird (vgl. Messdaten (MD) von Andersen et al. [8]),
- 2)  $\lambda_{\text{eff}}$  liegt bei den Messergebnissen, in denen der Wärmestrom parallel zur Faserrichtung aufgeprägt wurde ( $\dot{q} = \text{parallel}$ ), im Mittel um den Faktor 2 höher als bei denen, bei denen dies normal geschah ( $\dot{q} = \text{normal}$ ),
- 3) eine gute Übereinstimmung liegt zwischen den Messergebnissen für  $\dot{q} = \text{normal}$  und der Gleichung (3.3) von Mantle und Chang [103] über den gesamten untersuchten Bereich von  $\varepsilon$  vor. Der Fehlerbalken um die Messwerte von Andersen et al. [8] wurde mit  $\Delta\lambda_{\text{eff}} = +/ - 25\%$  zur Verdeutlichung eingetragen.
- 4) Die Absolutwerte von  $\lambda_{\text{eff}}$  ändern sich nur sehr geringfügig, wenn  $\lambda_{\text{eff}}$  nach Gleichung (3.3) mit Wasser in den Zwischenräumen anstelle von Luft berechnet wird. Die Kurven für  $\lambda_{\text{eff}}$  mit Luft und  $\lambda_{\text{skl}}$  (Vakuum) überdecken einander.

Eine separate Betrachtung der Ergebnisse nach Gleichung (3.3) mit den Messdaten von Semena et al. [160] und Semena und Zaripov [162] für Kupferfasern zeigt außerdem, dass der Einfluss der Wärmeleitfähigkeit des Fasermaterials  $\lambda_M$  in Abhängigkeit von  $\varepsilon$  korrekt erfasst wird. Danach steigen die Zahlenwerte von  $\lambda_{\text{eff}}$  und  $\lambda_{\text{skl}}$  mit der Zunahme von  $\lambda_M$ . Für den Einfluss des Faserdurchmessers  $d_F$  und der Faserlänge  $l_F$  trifft dies hingegen nicht zu. Das von Semena et al. [160] und Semena und Zaripov [162] beobachtete Trendverhalten, dass  $\lambda_{\text{eff}}$  und  $\lambda_{\text{skl}}$  mit der Zunahme von  $l_F$  und der Abnahme von  $d_F$  ansteigen, wird nicht einheitlich über den gesamten Bereich von  $\varepsilon$  wiedergegeben. Außerdem liegen speziell bei den Fasern mit  $d_F = 70\ \mu\text{m}$  und  $l_F = 3\ \text{mm}$  deutliche Abweichungen mit maximalen Differenzen von bis zu  $-200\%$  bei  $\varepsilon \approx 0,8$  vor. Bei  $d_F = 70\ \mu\text{m}$  und  $l_F = 10\ \text{mm}$  und geringeren Porositäten  $\varepsilon$ , d. h. für  $\varepsilon \leq 0,6$ , liegen hingegen passable Ergebnisse mit maximalen Differenzen von bis zu  $-25\%$  vor. Die Zunahme von Differenzen zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen, die speziell bei größeren Porositäten  $\varepsilon \geq 0,4$  und zunehmendem Faserdurchmesser  $d_F$  beobachtet werden, führen Semena et al. [160] auf den Versinterungsprozess ihrer Fasern zurück. Danach konnte in Untersuchungen von Kostornov et al. [83] anhand von metallographischen Analysen der geformten Faserkontakte gezeigt werden, dass die Qualität der Versinterung mit der Zunahme von  $\varepsilon$  und  $d_F$  verschlechtert wird (vgl. rechter Bildausschnitt in Abbildung 3.2). Letzteres Trendverhalten wird durch einen aktuelleren Beitrag von Zhu et al. [211] bestätigt, in dem die Anbindung der Kupferfasern untereinander für Faserdurchmesser von  $d_F = 50\ \mu\text{m}, 80\ \mu\text{m}, 120\ \mu\text{m}$  und  $160\ \mu\text{m}$  betrachtet wurde.

Aufgrund der Tatsache, dass bei den Fasern von Andersen et al. [8] auch bei  $d_F = 154\ \mu\text{m}$  noch ein sehr guter Kontakt vorzuliegen scheint (vgl. Abbildung 3.3) und die berechnete effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  für den Vergleich des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  in Abschnitt 7.4.1 bei einem geringeren Faserdurchmesser von  $d_F = 102\ \mu\text{m}$ , einer Faserlänge von  $l_F = 6,4\ \text{mm}$  und einer ebenfalls geringeren Porosität von  $\varepsilon \approx 0,6$  erfolgt, wird davon ausgegangen, dass nach Gleichung (3.3) vertrauenswürdige Ergebnisse für  $\lambda_{\text{eff}}$  berechnet werden. Dies wird ebenfalls durch die Anwendung weiterer in Mantle und Chang [103] angegebener Berechnungsgleichungen und durch Zahlenwertangaben für  $\lambda_{\text{skl}}$ , wie sie in Kostornov et al. [86] und Zaripov et al. [209] für Kupferfasern angegeben werden, gestützt.

Bei der Anwendung von Gleichungen zur Bestimmung von  $\lambda_{\text{eff}}$  für dreieckige und rechteckige Axialrillen gibt Stephan [175] zu bedenken, dass die Praxis von den zugrundeliegenden Annahmen eindimensionaler Wärmeleitung und vollständiger Sättigung der Kapillarstruktur abweichen kann. So sind in Verdampfern von Wärmerohren die Kapillarrillen im Allgemeinen nicht vollständig mit Flüssigkeit gefüllt. In Fällen, bei denen die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_F$  deutlich unterhalb der



Wärmeleitfähigkeit des Festkörpermateri als  $\lambda_M$  liegt, sind die Wärmestromdichten in der Kapillarstruktur sehr ungleichmäßig und die radiale Wärmeleitung stark zweidimensional ausgeprägt. Dies ist ein weiterer Grund, weshalb die Überprüfung der Korrelation zur Bestimmung von  $\alpha_m$  in Abschnitt 7.4.1 sinnvoll erscheint.

### 3.2.3 Porendurchmesser

Die Kenntnis des minimalen Porendurchmessers  $D_{P,\min}$ , des maximalen Porendurchmessers  $D_{P,\max}$  und des effektiven Porendurchmessers  $D_{P,\text{eff}}$  ist für die Anwendung verschiedener Berechnungsgleichungen in den folgenden Unterkapiteln notwendig.

Im Allgemeinen sind die Porendurchmesser in porösen Metallfaserstrukturen logarithmisch normalverteilt. Je homogener die poröse Struktur, desto eher gleicht der Kurvenverlauf der Dichtefunktion dem einer Normalverteilung, d. h. einem symmetrischen Verlauf [84]. In der Praxis liegen jedoch vermutlich ausschließlich asymmetrische Kurvenverläufe vor (vgl. Kostornov und Galstyan [84] sowie die Messergebnisse in Abbildung 6.2 des Abschnitts 5.2.4).

Der minimale Porendurchmesser  $D_{P,\min}$  begrenzt den unteren Bereich der Verteilungsfunktion. Er kann experimentell oder nach Poniewski und Thome [127] über die Gleichung

$$D_{P,\min} = 0,1 \cdot d_F^{0,7} \cdot l_F^{0,3} \cdot \varepsilon \cdot (1 - \varepsilon)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

bestimmt werden. Der maximale Porendurchmesser  $D_{P,\max}$  begrenzt hingegen den oberen Bereich der Verteilungsfunktion. Er kann ebenfalls experimentell oder über die Gleichung

$$D_{P,\max} = d_F^{0,7} \cdot l_F^{0,3} \cdot \varepsilon^2 \cdot (1 - \varepsilon)^{-\frac{1}{2}} \quad (3.6)$$

bestimmt werden [127]. Wie die Gleichungen (3.5) und (3.6) zeigen, hängen die Zahlenwerte von  $D_{P,\min}$  und  $D_{P,\max}$  ausschließlich von den geometrischen Faser- und Faserstrukturparametern ab. Beide Werte steigen mit dem Faserdurchmesser  $d_F$ , der Faserlänge  $l_F$  und der Porosität  $\varepsilon$  an.

Der effektive Porendurchmesser  $D_{P,\text{eff}}$  gibt die mittlere effektive Porengröße bzw. den mittleren Porendurchmesser der Metallfaser wieder. Er entspricht dem Erwartungswert der Verteilungsfunktion. Sein Zahlenwert kann experimentell durch die Messung der Gasdurchlässigkeit (Permeabilitätsmessung), die kapillare Anstiegsmethode oder die Quecksilberporosimetrie-Messung bestimmt werden [85; 84; 127]. Kostornov [82] gibt an, dass  $D_{P,\text{eff}}$  bei regelmäßigen (homogenen) porösen Strukturen dem mittleren hydraulischen Porenkanaldurchmesser entspricht. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Bestimmung von  $D_{P,\text{eff}}$  das Verfahren der Quecksilberporosimetrie-Messung angewendet (vgl. Abschnitt 5.2.4).

## 3.3 Transportprozesse in porösen Materialien

In diesem Unterkapitel wird der Forschungsstand zu Modellvorstellungen, die den Wärme- und Stofftransport in porösen Medien beschreiben, kurz angerissen. In Anlehnung daran folgt die Beschreibung des im weiteren Verlauf herangezogenen Modellansatzes zur Bestimmung der Strömungsdruckverluste in Metallfaserstrukturen. Aufbauend darauf werden die Bestimmung des Kapillardrucks behandelt, das Phänomen der sogenannten Kapillarkraftgrenze vorgestellt und anhand einer Druckverlustbilanz überprüft, ob dieses Phänomen im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen zu erwarten ist.

### 3.3.1 Modellvorstellung

Wie sich anhand der Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Metallfaserstruktur und dem daneben gezeigten äquivalenten Binärbild eines Faserschliffes aus NiCr-Fasern in Abbildung 3.4 erahnen lässt, kommt es bereits bei der einfachen Durchströmung dieser Strukturen zur Ausbildung eines komplexen Strömungsfeldes. Die Zufuhr von Wärmeenergie und der damit ab einer bestimmten Übertemperatur  $\Delta T$  auftretende zweiphasige Transportprozess sowie unterschiedliche Siedefälle bzw. Betriebsweisen (vgl. Unterkapitel 3.1 und 3.5) steigern dies zusätzlich.

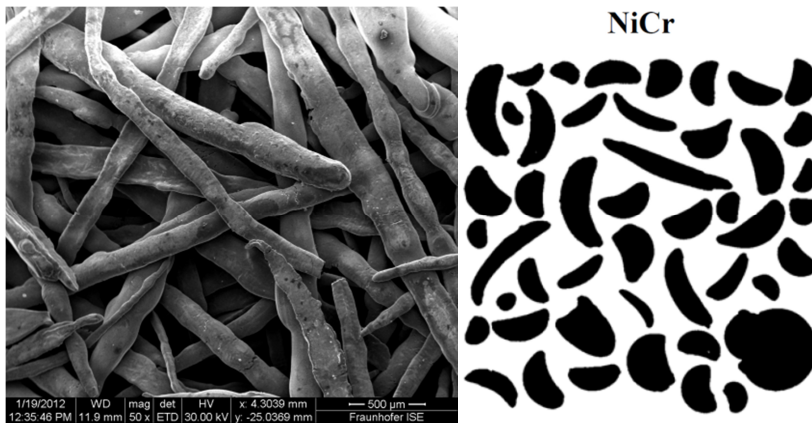


Abbildung 3.4: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Metallfaser (links) und Binärbild eines Faserschliffes nach Andersen et al. [8] für das Faserstrukturmaterial NiCr (rechts).

Zahlreiche Modellvorstellungen zur Beschreibung des zweiphasigen Wärme- und Stofftransports in porösen Strukturen werden in Poniewski [126] und Poniewski und Thome [127] beschrieben. Sie unterscheiden sich primär in den physikalischen Annahmen des Wärmetransports bei der Betrachtung einer einzelnen Zelle der porösen Struktur und wurden ausschließlich für spezielle Arten von porösen Strukturen entwickelt sowie verifiziert. Demnach ist man sich zwar einig, dass der Transportprozess durch die viskosen Reibungsdruckverluste, die Wärmeleitung innerhalb des Fluids und der porösen Struktur, den konvektiven Wärmetransport des Fluids in den Porenräumen sowie durch die Benetzungseigenschaften und die Strömungsform beeinflusst wird, die Interaktion sämtlicher Einflussgrößen untereinander ist jedoch nicht vollständig geklärt.

Derzeit existiert aufgrund der Komplexität des Prozesses und signifikanter Unterschiede in experimentellen Ergebnissen kein einheitliches Modell, anhand dessen sich die Steigerung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten in solchen mikroporösen Strukturen erklären ließe [127]. Bzgl. der Beschreibung verschiedener Ansätze sei daher lediglich auf die zuvor genannten Quellen verwiesen.

Aus diesen Gründen werden die Messergebnisse dieser Arbeit bis auf einen Fall ausschließlich mit angegebenen Korrelationen für Metallfaserstrukturen verglichen. Die Korrelationen werden in Abschnitt 3.4.6 und Unterkapitel 3.5 vorgestellt und die aus verschiedenen Studien bekannten Einflussfaktoren auf den Wärmeübergang in Abschnitt 3.4.5 zusammengefasst.

In den folgenden Abschnitten wird die Bestimmung der zu erwartenden viskosen Reibungsdruckverluste – als eine der zentralen Kenngrößen der Metallfaserstruktur – behandelt. Sie geben zum einen Aufschluss darüber, welchen Widerstand das flüssige Arbeitsmittel aber auch die Dampfblasen bei der Durchströmung der Faserstruktur überwinden müssen. Zum anderen sind sie in Kombination mit der Kenntnis des in der Faserstruktur wirkenden Kapillardrucks für die Bestimmung der Kapillarkraftgrenze erforderlich.



Als Modellvorstellung wird hier – wie bei der Behandlung von Metallfasern üblich – die Annahme getroffen, dass die Porenräume der Faserstruktur aus einem Bündel von Kapillarrohren bestehen, dessen Durchmesser dem effektiven Porendurchmesser  $D_{p,eff}$  entspricht. Die Bestimmung der viskosen Reibungsdruckverluste wird nach dem Gesetz von Darcy bestimmt [158; 82]. Außerdem wird angenommen, dass die Zylinder eine homogene Verteilung aufweisen und aufgrund des Verdampfungsprozesses stationär durchströmt werden, d. h. Beschleunigungsterme werden vernachlässigt. Bezüglich der Berücksichtigung der Kinetik und weiterer Modellannahmen zur Beschreibung der Durchströmung in porösen Medien sei beispielsweise auf Fries [45] verwiesen.

### 3.3.2 Strömungsdruckverluste

Die Bestimmung der viskosen Reibungsdruckverluste durch die Metallfaserstrukturen erfolgt typischerweise nach dem Gesetz von Henry Darcy [158; 82]. Anhand seiner Untersuchung zum Wasserdurchfluss von Sand fand er heraus, dass eine lineare Beziehung zwischen dem Druckverlust und der Flüssigkeitsgeschwindigkeit vorliegt [45]. Unter Anwendung dieses Gesetzes lassen sich nach Semena und Gershuni [158] die viskosen Reibungsdruckverluste  $\Delta p_{FS}$  entlang einer mit Flüssigkeit durchströmten Metallfaserstruktur mit der Länge  $L$  und der Filtergeschwindigkeit  $w_{Fi}$  über die Gleichung

$$\Delta p_{FS} = \frac{\eta_F}{K} \cdot L \cdot w_{Fi} \quad (3.7)$$

ermitteln. Die Filtergeschwindigkeit  $w_{Fi}$  entspricht dabei dem Quotienten aus der gesamten Durchflussmenge in Bezug zur Durchströmungsfläche des vollständigen Strukturquerschnitts. Das Verhältnis aus mittlerer axialer Geschwindigkeit der Flüssigkeit in der Struktur  $w_F$  und der Filtergeschwindigkeit  $w_{Fi}$  ist durch die Porosität  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \frac{w_{Fi}}{w_F} \quad (3.8)$$

gegeben. Danach lässt sich Gleichung (3.7) durch Substitution der Filtergeschwindigkeit  $w_{Fi}$  in die Gleichung

$$\Delta p_{FS} = \frac{\varepsilon \cdot \eta_F}{K} \cdot L \cdot w_F \quad (3.9)$$

überführen, in deren Form sie in Abschnitt 3.3.4 zur Anwendung kommt. Hierin entspricht  $\eta_F$  der dynamischen Viskosität der Flüssigkeit und  $K$  der Permeabilität. Letztere beschreibt die Eigenschaft der Strukturdurchströmung. Je höher ihr Zahlenwert ist, desto leichter kann die Flüssigkeit die porösen Hindernisse passieren und umso niedriger wird der durch die Struktur hervorgerufene Druckverlust. Für eine vollständig mit Flüssigkeit gesättigte Metallfaserstruktur geben Semena und Gershuni [158] die Berechnungsgleichung (3.10) zur Bestimmung der Permeabilität  $K$  an:

$$K = \frac{d_F^2}{16} \cdot \left( \frac{1 - \varepsilon}{1 + (1 - \varepsilon)^2} - \frac{1 + \ln(1 - \varepsilon)}{2 \cdot (1 - \varepsilon)} \right) \cdot \left( \frac{1 - \varepsilon}{1 - \varepsilon_{max}} \right)^2 \cdot e^{\left( -1,45 \cdot \frac{1 - \varepsilon}{(1 - \varepsilon_{max})^{0,7}} \right)} \quad (3.10)$$

Wie die Gleichung zeigt, hängt ihr Zahlenwert unter Berücksichtigung der maximalen Porosität  $\varepsilon_{max}$  (vgl. Gleichung (3.2)) neben dem Faserdurchmesser  $d_F$  und der Porosität  $\varepsilon$  von der Faserlänge  $l_F$  ab. Bei konstantem Faserdurchmesser  $d_F$  und konstanter Faserlänge  $l_F$  steigt die Permeabilität  $K$  mit zunehmender Porosität  $\varepsilon$  an. Dies trifft ebenfalls zu, wenn  $\varepsilon$  und  $l_F$  konstant gehalten werden und  $d_F$  vergrößert wird [158]. Gleichung (3.10) ist für  $\varepsilon$  im Bereich  $0,55 \leq \varepsilon \leq 0,95$  gültig.

Die Bestimmung der viskosen Reibungsdruckverluste nach dem Gesetz von Darcy ist ausschließlich für laminare Strömungen gültig, bei der Trägheitsterme vernachlässigt werden können und viskose Terme dominieren [45].

### 3.3.3 Kapillardruck

Wie in Unterkapitel 3.1 erläutert, sorgen Kapillarkräfte für den Flüssigkeitsanstieg in der kapillarporösen Struktur. Diese Tendenz wird als Kapillarwirkung bezeichnet und ist eine Folge der Oberflächenspannung [11]. Zu einem Flüssigkeitsanstieg (Kapillaraszension) kommt es grundsätzlich nur dann, wenn die Flüssigkeit die Wand benetzt, d. h. ein hydrophiles Benetzungsverhalten mit  $\theta_s < 90^\circ$  vorliegt. Dies ist im linken Bildausschnitt von Abbildung 3.5 für eine zylindrische Kapillare mit dem effektiven Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  als Zylinderdurchmesser – analog zu der in Abschnitt 3.3.1 zugrundegelegten Modellvorstellung eines Bündels von Kapillarrohren – dargestellt. Hier wird ein Kugelsegment als Oberfläche der Flüssigkeit angenommen.

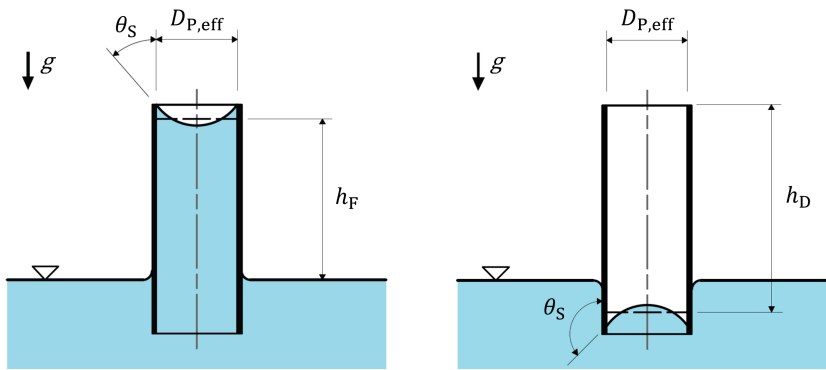


Abbildung 3.5: Kapillaraszension (links) und -depression (rechts) in einer zylindrischen Kapillare.

Die Benetzung der Kapillarwand durch die Flüssigkeit ruft eine Krümmung der Oberfläche im oberen Bereich der Kapillare hervor. Diese Krümmung hat zur Folge, dass es unmittelbar unterhalb des Meniskus zu einer Druckreduzierung im Vergleich zu dem Druck, der die Kapillare umgibt, kommt. Da der Druck direkt unterhalb der flachen Oberfläche der Flüssigkeit nun größer als der Druck unterhalb des Meniskus ist, wird die Flüssigkeit in der Kapillare emporgedrückt. Dies geschieht, bis das hydrostatische Gleichgewicht erreicht wird. Bei einem hydrophoben Benetzungsverhalten mit  $\theta_s > 90^\circ$  benetzt die Flüssigkeit die Wand hingegen nicht. In diesem Fall kommt es zu einem Abfall des Flüssigkeitsniveaus unterhalb des Niveaus der flachen Flüssigkeitsoberfläche (Kapillardepression) [17; 11]. Dies ist im rechten Bildausschnitt von Abbildung 3.5 veranschaulicht.

Der durch die Krümmung hervorgerufene Druck wird als Kapillardruck  $\Delta p_K$  bezeichnet [17; 11]. Er lässt sich für beliebig gekrümmte Grenzflächen, z. B. an Gefäßrandzonen oder bei Tropfen und Blasen, allgemein über die Young-Laplace-Gleichung

$$\Delta p_K = \sigma \cdot \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (3.11)$$

berechnen. Darin entspricht  $\sigma$  der Oberflächenspannung der Flüssigkeit und  $R_1$  bzw.  $R_2$  den Krümmungsradien der Oberflächenelemente [17; 175; 22].

Für die zugrundegelegte Modellvorstellung einer zylindrischen Einzelkapillare mit dem effektiven Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  als Zylinderdurchmesser ergibt sich der Kapillardruck  $\Delta p_K$  mit:

$$\Delta p_K = \frac{4 \cdot \sigma \cdot \cos(\theta_S)}{D_{P,eff}} \quad (3.12)$$

Der darin enthaltene Benetzungswinkel entspricht dem statischen Benetzungswinkel  $\theta_S$ , d. h. für den Fall ohne Wärmezufuhr (analog zu dem in einer Blase, wie in Abbildung 2.4 links gezeigt).

Wie aus Gleichung (3.12) hervorgeht, steigt der Kapillardruck mit der Zunahme von  $\sigma$  und der Abnahme von  $\theta_S$  sowie  $D_{P,eff}$  an. Dabei ist der direkte Einfluss der Oberflächenspannung der Flüssigkeit  $\sigma$ , die druck- bzw. temperaturabhängig ist, gering und damit vernachlässigbar. Einen bedeutenderen Einfluss haben die Parameter  $D_{P,eff}$  und  $\theta_S$ , die im weiteren Verlauf als Grundlage für die am Ende des Folgeabschnitts durchgeführte Abschätzrechnung zur Bestimmung der Kapillarkraftgrenze diskutiert werden.

Der Zahlenwert des effektiven Porendurchmessers  $D_{P,eff}$  hängt ausschließlich von den geometrischen Strukturparametern ab. Er fällt mit der Abnahme der Porosität  $\varepsilon$ , wie die Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit durchgeführter Quecksilberporosimetriemessungen zeigen (vgl. Abbildung 5.9 bzw. Tabelle 5.6 in Abschnitt 5.2.4). Zu berücksichtigen ist, dass hierbei kein einzelner Porendurchmesser bestimmt wird, sondern eine Porendurchmesserverteilung mit maximaler und minimaler Porengröße. Aus diesem Grund ist der über Gleichung (3.12) bestimmte Kapillardruck  $\Delta p_K$  auch nur als mittlerer Kapillardruck zu verstehen, bei dem neben der vereinfachten Annahme eines einheitlichen effektiven Porendurchmessers  $D_{P,eff}$  die Annahme eines zylindrischen Rohrs zugrundegelegt ist (vgl. auch [45]).

Der statische Benetzungswinkel  $\theta_S$  ist grundsätzlich von der Paarung Fluid/Oberflächenwerkstoff, der Oberflächenrauheit und dem Oberflächenzustand (verunreinigt oder oxidiert) abhängig [177]. Eine typische Messmethode zur Bestimmung von  $\theta_S$  ist z. B. die Methode des liegenden Tropfens.  $\theta_S$  wird hier anhand eines auf einer Oberfläche aufgetropften Flüssigkeitstropfens mit vordefinierter Größe bestimmt. Dies geschieht, indem der Winkel zwischen der Kontaktstelle des Flüssigkeitstropfens und der Festkörperoberfläche grafisch ermittelt wird (durch Anlegen der Tangente an seiner Kontaktstelle). Ablagerungen auf der Oberfläche, die Verdunstung des Tropfens, das Ablösen des Festkörpers oder seine chemisch-physikalische Veränderung können eine Veränderung von  $\theta_S$  über die Messzeit hervorrufen [81]. Das in Unterabschnitt „Wachstum und Ablösen der Dampfblase von der Heizfläche“ des Abschnitts 2.3.2 beschriebene Hysterese-Phänomen tritt auf, wenn der Benetzungswinkel dynamisch gemessen wird, indem das Tropfenvolumen vergrößert bzw. verkleinert wird. Der während der Vergrößerung des Tropfens gemessene Benetzungswinkel wird dabei als Vorrückwinkel und der bei seiner Verkleinerung gemessene als Rückzugswinkel bezeichnet. Der Rückzugswinkel ist stets kleiner als der Vorrückwinkel. Der wahre Benetzungswinkel zwischen der Flüssigkeit und der Oberfläche liegt zwischen beiden Winkeln [22; 81]. Zahlenwerte für den Vorrück- und Rückzugswinkel variieren auf den meisten Oberflächen, da typischerweise Inhomogenitäten in ihrer Werkstoffzusammensetzung vorliegen, sie sich in ihrer Rauheit unterscheiden oder Verunreinigungen auf der Oberfläche vorliegen. Besonders metallische Oberflächen sind davon betroffen [22]. Außerdem spielen die Reinheit der Flüssigkeit und die Bedingungen, unter denen die Messungen durchgeführt wurden (Umgebungsluft oder Wasserdampfatmosphäre), eine Rolle. In Unterkapitel 2.1 wurde bereits darauf verwiesen, dass die Oberflächenspannung von Wasser durch Verunreinigungen herabgesetzt wird.

Aus den zuvor genannten Gründen schwanken Zahlenwertangaben für  $\theta_S$  in der Literatur oft sehr deutlich. Anhand einer Literaturrecherche zum Benetzungsverhalten metallischer Oberflächen wurden folgende Trendverhalten identifiziert:

- 1)  $\theta_S$  fällt mit der Zunahme der Oberflächenrauheit und der Oxidation der Oberfläche, wobei die Oxidation u. a. eine Aufrauung der Oberfläche bewirkt [159; 207; 61; 136],
- 2)  $\theta_S$  steigt durch Verunreinigungen der Oberfläche an [154; 207] und fällt mit der Verunreinigung des Wassers [96] bzw. bei Flüssigkeiten mit geringerer Oberflächenspannung [61].
- 3) Bei vollkommen sauberen Oberflächen liegt grundsätzlich ein hydrophiles Benetzungsverhalten, d. h.  $\theta_S < 90^\circ$ , vor [154],
- 4)  $\theta_S$  fällt bei der Reduzierung des Umgebungsdrucks sowie mit der Zunahme des vorgegebenen Tropfendurchmessers während der Messung (liegender Tropfen) [19; 129] und
- 5)  $\theta_S$  steigt, wenn die Messungen anstelle unter Umgebungsluft- bei reinen Wasserdampf-atmosphärenbedingungen durchgeführt werden [19].

Zahlenwerte von  $\theta_S$  für die im Rahmen dieser Arbeit bedeutende Paarung aus Fluid und Oberflächenwerkstoff (Wasser/Kupfer) liegen im Bereich zwischen  $38^\circ$  und  $72^\circ$  [19; 159; 207; 61; 177]. Sie wurden auf polierten Kupferoberflächen und überwiegend bei Messungen unter Umgebungsluftbedingungen sowie bei Atmosphärendruck bestimmt. Auf eigenständig durchgeführte Kontaktwinkelmessungen, deren Ergebnisse in Unterkapitel 7.6 vorgestellt werden, sei bereits verwiesen.

Der Einflussfaktor Systemdruck wurde von Boyes und Ponter [19] sowie Ponter und Yekta-Fard [129] anhand einer polierten Kupferplatte und unter reiner Wasserdampf-atmosphäre untersucht. Nach ihren Studien kommt es durch die Absenkung des Umgebungsdrucks und damit der Sättigungstemperatur  $t_{\text{Sat}}$  zu einer deutlichen Reduzierung von  $\theta_S$ . Ausgehend von Atmosphärendruck mit einem Sättigungsdampfdruck  $p_{\text{Sat}} = 1 \text{ bar}$  ( $t_{\text{Sat}} = 100,8^\circ\text{C}$ ) fällt  $\theta_S$  von  $72^\circ$  nahezu linear auf  $\theta_S = 15^\circ$  bei  $p_{\text{Sat}} \approx 214 \text{ mbar}$  ( $t_{\text{Sat}} = 61,5^\circ\text{C}$ ) ab. Bei einer weiteren Reduzierung des Drucks ändert sich  $\theta_S$  nur noch sehr wenig.  $\theta_S$  fällt weiter linear bis zu dem geringsten untersuchten Druck von  $p_{\text{Sat}} \approx 16 \text{ mbar}$  ( $t_{\text{Sat}} \approx 20^\circ\text{C}$ ) auf einen Wert von  $\theta_S = 12^\circ$  ab [19]. Die Messungen wurden dabei für jeden Messpunkt mindestens fünf Mal wiederholt und die Standardabweichung wird mit  $\Delta\theta_S = +/ - 1^\circ$  angegeben. Die Ergebnisse beziehen sich auf einen Tropfendurchmesser von 2 cm, wie der Vergleich mit den Ergebnissen einer darauf aufbauenden Studie von Ponter und Yekta-Fard [129], u. a. speziell zum Einfluss des Tropfendurchmessers, zeigt. Der Einfluss des Tropfendurchmessers ist danach beträchtlich. So fällt  $\theta_S$  ausgehend von  $p_{\text{Sat}} = 1 \text{ bar}$  und  $\theta_S \approx 90^\circ$  mit der Reduzierung des Drucks beim kleinsten untersuchten Tropfen mit einem Durchmesser von 0,05 cm lediglich auf einen Wert von  $\theta_S \approx 85^\circ$  bei  $p_{\text{Sat}} \approx 67 \text{ mbar}$ . Bei einem Tropfendurchmesser von 0,5 cm liegen die Werte entsprechend bei  $\theta_S \approx 77^\circ$  bzw.  $\theta_S \approx 39^\circ$ . Eine Begründung wird allerdings nicht angegeben. Die Zunahme des Tropfengewichts wäre ein denkbarer Grund. Danach könnte die Oberflächenspannung bei einem Tropfendurchmesser von 2 cm nicht mehr ausreichend stark sein, um eine nahezu ideal runde Tropfenform aufrechtzuerhalten.

Konkrete Zahlenwerte für  $\theta_S$  von Wasser auf oxidierten Metallfaserstrukturen aus Kupfer werden ausschließlich in der Veröffentlichung von Semena et al. [159] angegeben. Hier wurden Metallfaserstrukturen aus Kupfer mit Porositäten  $\varepsilon$  zwischen 0,6 und 0,95 und Faserlängen- zu Faserdurchmesserverhältnissen  $l_F/d_F$  von 45, 75 und 150 untersucht. Die Messungen erfolgten dabei ebenfalls unter reiner Wasserdampf-atmosphäre und bei einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$ .  $\theta_S$  wurde jedoch abweichend nach der kapillaren Anstiegsmethode bestimmt (vgl. [159]). Als Ergebnis berichten die Autoren von einem fast idealen Benetzungsverhalten mit Zahlenwerten nahe  $\theta_S = 0^\circ$ . Etwas größere Werte für  $\theta_S$  von  $6^\circ$ ,  $8^\circ$  und  $13^\circ$  bei den  $l_F/d_F$ -Verhältnissen von 45, 75 bzw. 150 werden als Ausnahmefall betrachtet und auf Inhomogenitäten in der Kapillarstruktur zurückgeführt. Nach ihrer Studie wird die Benetzung durch die Oxidation der Fasern verbessert. Vergleichswerte für den nicht oxidierten Fall der Paarung Wasser/Kupfer liegen allerdings nicht vor. Untersuchungen an anderen Arbeitsmitteln (Aceton, Ethylalkohol und Methylalkohol) bestätigen jedoch dieses Trendverhalten.

---

Außerdem hat ihre Analyse des Benetzungsprozesses während des tatsächlichen Betriebs der Metallfasern in Heat Pipes (d. h. während der Verdampfung) gezeigt, dass die Benetzung der Oberfläche dabei ausschließlich verbessert wird. Danach würde die Benetzung durch die höhere Temperatur der Flüssigkeit während der Messung, das Auftreten des Wärme- und Stofftransports und die Tatsache, dass die Struktur bereits mit dem Arbeitsmittel durchtränkt ist, verbessert.

Stephan [174] konnte durch numerische Studien allerdings zeigen, dass sich das Benetzungsverhalten unter Wärmezufuhr ändert. Der scheinbare bzw. makroskopische Benetzungswinkel  $\theta^S$  ist demnach während des Verdampfungsprozesses größer als der statische Benetzungswinkel  $\theta_S$  (vgl. Abbildung 2.4). Allgemeine Korrelationen zur Erfassung des Effekts liegen allerdings nicht vor [177]. Bezüglich Details zu den treibenden Phänomenen sei auf aktuelle experimentelle und numerische Untersuchungen von Stephan, gemeinsam mit weiteren Autoren (vgl. Raj et al. [136]), verwiesen. Hier wird speziell die Verdampfung eines FC-72-Tropfens von den Oberflächen Kupfer sowie Edelstahl untersucht. Vereinfachend zusammengefasst lässt sich danach die Zunahme von  $\theta^S$  auf die erhöhte Flüssigkeitsnachfuhr im Bereich der Mikrozone zurückführen. Die Autoren zeigen außerdem, dass  $\theta^S$  mit zunehmender Wärmestromdichte und bei der Zugabe nicht kondensierbarer Gase ansteigt. Ebenfalls wird die Verbesserung der Benetzung durch Oxidation bestätigt. Der Effekt macht sich vor allem bei hohen Übertemperaturen  $\Delta T$  bemerkbar (vgl. Raj et al. [136]).

---

### 3.3.4 Kapillarkraftgrenze

---

Ein aus der Wärmerohr-Technik für den Fall der Kapillarfütterung (vgl. Unterkapitel 3.1) bekanntes limitierendes und für die Interpretation der Messergebnisse bzw. zur Prüfung der Plausibilität derer relevantes Phänomen ist das Erreichen der sogenannten Kapillarkraftgrenze. Hierbei kommt es bei der Zufuhr eines gewissen Wärmestroms zu einer Absenkung des Flüssigkeitsniveaus in der porösen Struktur [42; 177]. Unter welchen Bedingungen dies auftritt und was hierbei geschieht, wird aufbauend auf den vorangehenden Abschnitten anhand einer Druckdifferenzbetrachtung an einer einzelnen Kapillare erläutert. Dabei werden vereinfachend ausschließlich die maßgebenden Druckdifferenzen betrachtet, d. h. der durch die Verdampfung hervorgerufene Rückstoßdruck an der Grenzfläche Flüssigkeit/Dampf und der hier zusätzlich wirkende Druckverlust durch die Querschnittsänderung, die statischen Druckdifferenzen entlang der Kapillarrohrhöhe und Einlaufdruckverluste bleiben unberücksichtigt. Darüber hinaus wird ausschließlich eine laminare und stationäre Durchströmung zugrundegelegt, was im Rahmen dieser Arbeit zutrifft und daher ebenfalls die Vernachlässigung konvektiver Druckverluste aufgrund turbulenter Durchströmung erlaubt. Ferner wird das System als isotherm betrachtet.

In Abbildung 3.6 ist links der Fall gezeigt, in dem die Kapillare auf ihrer gesamten Höhe  $h_K$  durch den an der Grenzfläche Flüssigkeit/Dampf wirkenden Kapillardruck  $\Delta p_K$  (vgl. Abschnitt 3.3.3) mit flüssigem Arbeitsmittel benetzt bzw. gesättigt ist.

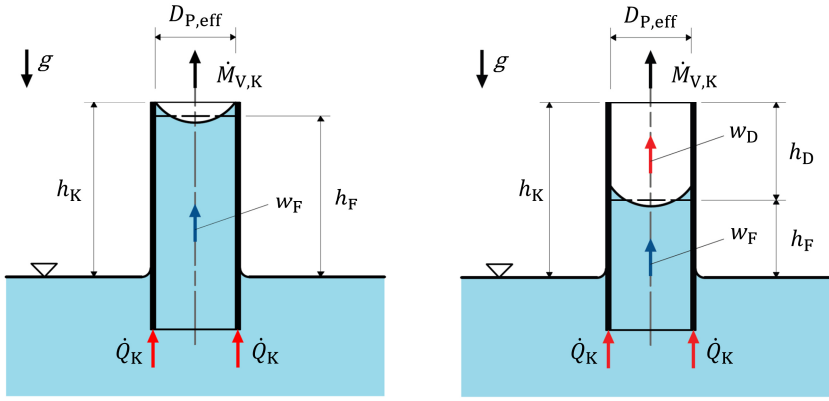


Abbildung 3.6: Füllniveau in einer Kapillare. Vollständige Benetzung (links) und Abfall des Füllniveaus nach Erreichen der Kapillarkraftgrenze (rechts).

Die Zufuhr eines Wärmestroms über die untere Kapillarrohrwand  $\dot{Q}_K$  ruft einen Verdampfungs-massenstrom  $\dot{M}_{V,K}$  an der Grenzfläche Flüssigkeit/Dampf in den darüber liegenden Dampfraum hervor. Der Verdampfungs-massenstrom wirkt entgegen der Erdbeschleunigung  $g$  und lässt sich für den hier vorliegenden Fall der Einzelkapillare über die Gleichung

$$\dot{M}_{V,K} = \frac{\dot{Q}_K}{\Delta h_V} \quad (3.13)$$

berechnen. Die Flüssigkeitsnachfuhr erfolgt durch die Kapillare hindurch in die identische Richtung mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit  $w_F$ . Sie lässt sich über die Gleichung

$$w_F = \frac{\dot{M}_{V,K}}{\rho_F \cdot A_K} \quad (3.14)$$

bestimmen. Dabei entspricht  $\rho_F$  der Dichte der Flüssigkeit und  $A_K$  der Querschnittsfläche der Einzelkapillare mit dem effektiven Porendurchmessers  $D_{P,eff}$ .

Aufgrund der Flüssigkeitsströmung entstehen neben der hydrostatischen Druckdifferenz  $\Delta p_{hydr}$  viskose Reibungsdruckverluste entlang der Durchströmungsrichtung der Kapillare  $\Delta p_{FS}$ , die dem Kapillardruck entgegenwirken (vgl. Abschnitt 3.3.2). Damit die Kapillare auf ihrer gesamten Höhe  $h_K$  vollständig mit Flüssigkeit ausgefüllt bleibt, muss der an der Grenzfläche wirkende Kapillardruck  $\Delta p_K$  (vgl. Gleichung (3.12) in Abschnitt 3.3.3) größer oder gleich der Summe der Strömungsdruckverluste sein. In Anlehnung an Stephan [177] lässt sich folgende Ungleichung aufstellen:

$$\Delta p_K \geq \rho_F \cdot g \cdot h_F + \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_F \cdot h_F \cdot w_F \quad (3.15)$$

Der erste Summand auf der rechten Seite entspricht dabei der hydrostatischen Druckdifferenz  $\Delta p_{hydr}$  und der zweite Summand den viskosen Reibungsverlusten  $\Delta p_{FS}$ , jeweils über die Höhe der Flüssigkeitssäule in der Kapillare  $h_F$ . Die viskosen Reibungsdruckverluste werden über das Gesetz von Darcy für Strömungen in porösen Medien berechnet (vgl. Gleichung (3.9) in Abschnitt 3.3.2).

Steigen die viskosen Reibungsdruckverluste mit zunehmendem Wärmestrom nun soweit an, dass sie gemeinsam mit der hydrostatischen Druckdifferenz den Wert des Kapillardrucks übersteigen, ist die Kapillarkraftgrenze erreicht. Der Kapillardruck reicht nicht mehr aus, um die Flüssigkeit bis nach oben in die ursprüngliche Lage der Verdampfungszone zu befördern. Die Ungleichung (3.15) ist nicht mehr erfüllt und es kommt zu einer Absenkung des Flüssigkeitsniveaus in der Kapillaren, wie in der rechten Darstellung von Abbildung 3.6 gezeigt. Hier wirken neben den zuvor beschriebenen



Strömungsdruckverlusten über eine reduzierte Höhe der Flüssigkeitssäule nun zusätzlich viskose Reibungsverluste entlang der Dampfsäulenhöhe  $h_D$ . Diese sind ebenfalls dem Kapillardruck entgegengerichtet. Für diesen Fall lässt sich analog zu Gleichung (3.15) folgende Druckbilanz aufstellen:

$$\Delta p_K = \rho_F \cdot g \cdot h_F + \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_F \cdot h_F \cdot w_F + \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_D \cdot h_D \cdot w_D \quad (3.16)$$

Die viskosen Reibungsverluste der Dampfströmung  $\Delta p_{DS}$  sind dabei durch den dritten Summanden auf der rechten Seite der Gleichung berücksichtigt. Durch Substitution der Dampfsäulenhöhe  $h_D$

$$h_D = h_K - h_F \quad (3.17)$$

und die Umstellung der Gleichung (3.16) lässt sich die reduzierte Höhe der Flüssigkeitssäule über die Gleichung

$$h_F = \frac{\Delta p_K - \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_D \cdot h_K \cdot w_D}{\rho_F \cdot g + \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_F \cdot w_F - \frac{\varepsilon}{K} \cdot \eta_D \cdot w_D} \quad (3.18)$$

berechnen. Bei der Anwendung dieser Gleichung ist zu berücksichtigen, dass die Geschwindigkeiten oberhalb des Wärmestroms, der zum Erreichen der Kapillarkraftgrenze führt, einzusetzen sind. Da die viskosen Reibungsverluste der Dampfströmung aufgrund der veränderten Strömungsgeschwindigkeit deutlich größer als die hydrostatische Druckdifferenz und die viskosen Reibungsdruckverluste sind, kann es bereits bei einer geringen Steigerung des Wärmestroms zum vollständigen Austrocknen der Kapillare kommen.

Zur Überprüfung, ob die Kapillarkraftgrenze für die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung zu erwarten ist (vgl. Unterkapitel 7.4), sind die Rechenergebnisse einer Abschätzrechnung für verschiedene Kapillardruckannahmen und die zu erwartenden Strömungsdruckverluste in Abbildung 3.7 gegenübergestellt. Dabei werden sowohl die Zahlenwerte des scheinbaren bzw. makroskopischen Benetzungswinkels  $\theta^S$  als auch der in Abschnitt 5.2.4 bestimmte effektive Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  variiert.  $D_{P,eff}$  wurde analog zu den in diesem Kontext untersuchten Metallfaserstrukturen herangezogen. Er entspricht dem Messergebnis der Quecksilberporosimetriemessungen mit der Faserbezeichnung F1 (vgl. Tabelle 5.6). Die Ergebnisse der Druckverluste sind in Abhängigkeit der Wärmestromdichte  $\dot{q}$  aufgetragen. Der Maximalwert ist in Anlehnung an die Versuche mit  $\dot{q} = 50 \text{ kW/m}^2$  angenommen.

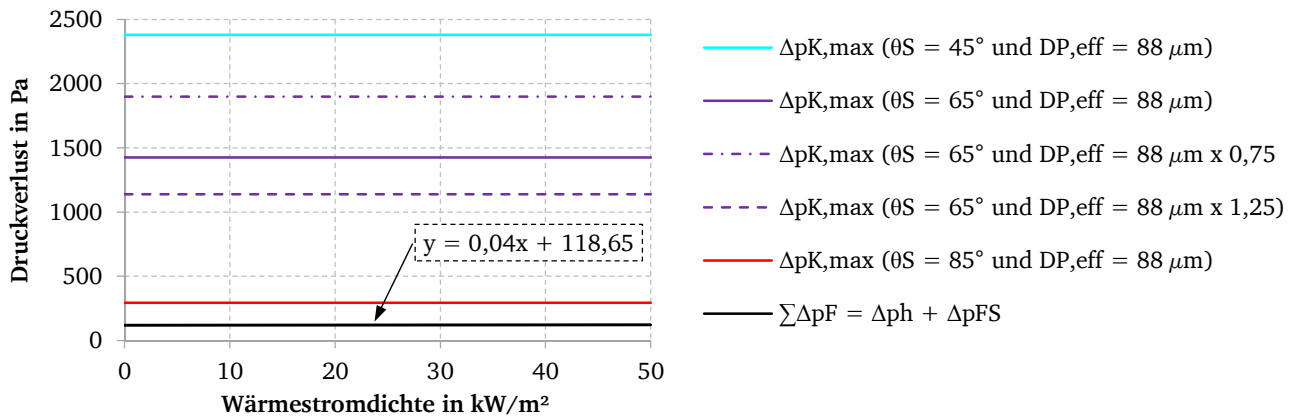


Abbildung 3.7: Gegenüberstellung möglicher maximaler Kapillardrücke und wirkender Strömungsdruckverluste.

Wie Abbildung 3.7 zeigt, liegen sämtliche maximal zu erwartenden Kapillardrücke  $\Delta p_{K,max}$  der berücksichtigten Variationen oberhalb der Summe der Strömungsdruckverluste  $\Sigma \Delta p_F$ . Der Anstieg von

$\Sigma \Delta p_F$  mit der Steigerung von  $\dot{q}$  ist so gering, dass er in dieser Darstellung nicht zu erkennen ist. Die entsprechende Kurvenfunktion ist zur Verdeutlichung eingetragen. Zur Überschneidung von  $\Delta p_{K,max}$  und  $\Sigma \Delta p_F$  würde es erst dann kommen, wenn  $\Delta p_{K,max}$  unter der Annahme eines makroskopischen Benetzungswinkels von  $\theta^S \geq 88^\circ$  bestimmt werden würde. Dies scheint in Anbetracht der in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Zahlenwertangaben aus der Literatur eher unwahrscheinlich, vor allem, da  $\theta_S$  und damit  $\theta^S$  besonders bei oxidierten Metallfasern – wie sie im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls untersucht werden – nur sehr gering ist. Hinzu kommt die Abnahme von  $\theta_S$  mit der Reduzierung des Systemdrucks. Aus diesen Gründen wird das Auftreten der Kapillarkraftgrenze ausgeschlossen, zuvor kommt es längst zum Blasensieden.

### 3.4 Wärmeübertragung in Metallfaserstrukturen

In diesem Unterkapitel werden die Grundlagen zur Berechnung des Wärmeübergangs in Metallfaserstrukturen für den Siedefall der Kapillarfütterung und der vollständigen Flutung vorgestellt (vgl. Unterkapitel 3.1). Dabei werden zunächst charakteristische Kurvenverläufe beider Fälle und mögliche Hystereseformen beschrieben. Darauf aufbauend werden die Berechnungsgleichungen für den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  im Bereich ohne Blasenbildung und die notwendige Übertemperatur  $\Delta T$  für die Initiierung des Blasensiedens behandelt. Anschließend werden aus Literaturstudien bekannte Einflüsse der Strukturparameter und der Fluideigenschaften sowie des Drucks auf  $\alpha_m$  im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens zusammengefasst. Abschließend werden ausgewählte Korrelationen präsentiert und miteinander verglichen.

#### 3.4.1 Charakteristische Kurvenverläufe

In Analogie zur Nukiyama-Kurve (vgl. Unterkapitel 2.1) lassen sich für Metallfaserstrukturen qualitative Kurvenverläufe finden, die die Veränderung von  $\alpha_m$  in Abhängigkeit der Übertemperatur  $\Delta T$  bzw. der zugeführten Wärmestromdichte  $\dot{q}$  beschreiben. Im Folgenden wird die Veränderung von  $\alpha_m$  mit  $\dot{q}$  für den Fall der Kapillarfütterung an einer Metallfaserstruktur im Vergleich zur vollständigen Flutung einer Glattprobe gezeigt. Anschließend erfolgt die Gegenüberstellung zwischen dem Fall der Kapillarfütterung und dem der vollständigen Flutung einer Metallfaserstruktur. Kurvenverläufe, in denen diese beiden Fälle direkt miteinander verglichen werden, waren nicht auffindbar.

Abbildung 3.8 zeigt die qualitative Veränderung von  $\alpha_m$  in Abhängigkeit von  $\dot{q}$  für die vollständige Flutung einer Glattprobe und den Fall der Kapillarfütterung (vgl. Abbildung 3.1) am Beispiel einer Metallfaserstruktur mit niedriger und hoher Porosität  $\varepsilon$  in doppelt-logarithmischer Auftragung.

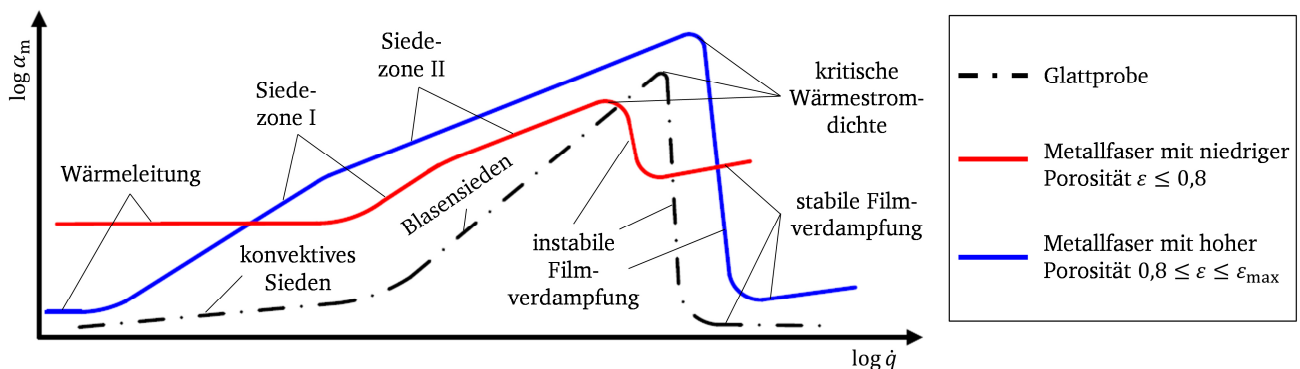


Abbildung 3.8: Abhängigkeit des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von der zugeführten Wärmestromdichte für die vollständige Flutung einer Glattprobe und den Fall der Kapillarfütterung einer Metallfaserstruktur mit niedriger und hoher Porosität. Die Darstellung wurde in Anlehnung an die Bücher von Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [168] erstellt und wird auf Veröffentlichungen von Semena aus den Jahren 1982 und 1984 (in russischer Sprache) zurückgeführt.

---

Aus dem Vergleich geht folgendes hervor:

- 1)  $\alpha_m$  steigt in allen Fällen mit der Zunahme von  $\dot{q}$  (analog zu Abbildung 2.1),
- 2)  $\alpha_m$  lässt sich durch den Einsatz von Metallfasern und den Fall der Kapillarfütterung nahezu über den gesamten Bereich von  $\dot{q}$  im Vergleich zur Glattprobe steigern,
- 3) die Steigerung von  $\alpha_m$  im Vergleich zum Bereich des konvektiven Siedens bei der Glattprobe, der Initialpunkt des Blasensiedens und die Verbesserung von  $\alpha_m$  zu höherem  $\dot{q}$  (sofern gegeben) hängen maßgeblich von den Strukturparametern ab (hier Porosität  $\varepsilon$ ).
- 4) Der Kurvenverlauf der Metallfaserstrukturen zeichnet sich im Bereich des Blasensiedens, abweichend zu dem der Glattprobe, durch zwei Siedezonen aus. Die Steigungen der Siedezone I entspricht dabei in etwa der der Glattprobe [127; 168].

Die Steigerung von  $\alpha_m$  für die im Rahmen dieser Arbeit maßgeblichen Siederegionen der Metallfaserstruktur, d. h. der äquivalente Bereich des konvektiven Siedens und der des Blasensiedens bei geringem  $\dot{q}$  (Siedezone I), lassen sich im Vergleich zur Glattprobe wie folgt erklären:

Im Fall der Kapillarfütterung wird die Wärme, abweichend zur Glattprobe – bei der der Wärmetransport ohne Blasenbildung durch natürliche Konvektion und die Verdampfung an der freien Oberfläche charakterisiert ist (vgl. Unterkapitel 2.1) – durch Wärmeleitung entlang der Faserstruktur und – je nach Oberflächenbenetzung – der Verdampfung aus freien Oberflächenbereichen sowie aus Mikrozononen heraus übertragen (vgl. Abschnitt 3.4.3). Da der thermische Gesamtwiderstand der Faserstruktur aus diesen Gründen im Vergleich zu dem der Wassersäule oberhalb der Glattprobe geringer ist, liegen höhere Werte für  $\alpha_m$  vor. Bei den Betrachtungen wurde das Einsetzen der Kapillarkraftgrenze ausgeschlossen. Würde sie auftreten, hätte dies einen Abfall von  $\alpha_m$  zur Folge.

Die Initiierung des Blasensiedens bei geringerem  $\dot{q}$  und damit auch geringerer Übertemperatur  $\Delta T$  wird durch die deutlich größere Anzahl von Keimbildungsstellen und die verbesserten Bedingungen der Dampfkeimaktivierung sowie ihres Wachstums, d. h. primär durch die höhere Temperatur des angrenzenden Arbeitsmittels, bewirkt. Hinzu kommt, dass die an der Grenzfläche Flüssigkeit/Dampf wirkende Kapillarkraft einen Abfall des Drucks innerhalb der Flüssigkeit hervorruft. So konnten Konev und Mitrović [79] ausgehend von den identischen Gleichgewichtsbetrachtungen, die zu Gleichung (2.7) führen, anhand der Betrachtung einer Kapillaren (vgl. linke Darstellung in Abbildung 3.5) zeigen, dass die Blasenbildung dadurch zusätzlich begünstigt wird.

Der Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\dot{q}$  erfolgt analog zu den Beschreibungen der Nukiyama-Kurve (vgl. Unterkapitel 2.1) aufgrund der zunehmenden Aktivierung und des Ablösens von Dampfblasen. Die Steigerung von  $\alpha_m$  im Fall der Kapillarfütterung wird durch die zuvor beschriebenen Gründe, die die Initiierung des Blasensiedens begünstigen, hervorgerufen.

Im Hinblick auf die Beschreibung der Vorgänge bei höherem  $\dot{q}$ , die u. a. nach dem Erreichen der Übergangsgrenze von Siedezone I zu Siedezone II eine Abnahme von  $\alpha_m$  bewirken, sei auf Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [168] verwiesen. Hier werden neben einer Gleichung zur Berechnung der Übertemperatur  $\Delta T$ , ab der die Siedezone II erreicht wird, auch Berechnungsgleichungen zur Bestimmung von  $\alpha_m$  in der Siedezone II angegeben.

Nach den Ergebnissen vorliegender Studien und eigenen Überlegungen ist der Siedefall der vollständigen Flutung von Metallfaserstrukturen im Vergleich zum Siedefall der Kapillarfütterung durch

- 1) geringere Zahlenwerte von  $\alpha_m$  im Bereich ohne Blasenbildung,
- 2) die Initiierung des Blasensiedens bei höherem  $\dot{q}$  bzw.  $\Delta T$  [86],

- 
- 3) eine weniger ausgeprägte Übergangsregion zum voll ausgebildeten Blasensieden [168] und
  - 4) eine grundsätzlich ähnliche Beziehung zwischen  $\alpha_m$  und  $\dot{q}$  gekennzeichnet, wobei die Intensivierung von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\dot{q}$  in der Siedezone I etwas stärker sei [86].

Was die Anzahl der Siedezonen im Fall der vollständigen Flutung betrifft, seien unterschiedliche Angaben erwähnt. Während nach Zaripov et al. [209] – ausgehend von der Initiierung des Blasensiedens – lediglich eine Siedezone bis zum Erreichen der kritischen Wärmestromdichte auftritt, zeigen Wójcik und Poniewski [204] bzw. Wójcik [203] hingegen zwei Siedezonen.

Speziell der Bereich ohne Blasenbildung wurde in keiner der vorliegenden Studien für den Fall der vollständigen Flutung detailliert diskutiert. Die Betrachtung beider Siedefälle lässt allerdings darauf schließen, dass der zusätzliche thermische Widerstand der Wassersäule oberhalb der Faserstruktur zur Reduzierung von  $\alpha_m$  führt (vgl. Abbildung 3.1).

Die Initiierung des Blasensiedens erfolgt im Vergleich zur Kapillarfütterung erst bei höherem  $\dot{q}$  bzw.  $\Delta T$  – jedoch deutlich „früher“ als bei der Glattprobe –, da die Oberfläche der Metallfaserstruktur vollständig mit Wasser bedeckt ist und folglich auch keine Kapillarkräfte wirken können.

Kostornov et al. [86] führen die Intensivierung von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\dot{q}$  im Fall der vollständigen Flutung auf eine verbesserte Arbeitsmittelzufuhr zu den Keimbildungsstellen zurück. Während sie im Fall der Kapillarfütterung ausschließlich durch Kapillarkräfte erfolge, würde sie bei der vollständigen Flutung aufgrund der vorliegenden Wassersäule begünstigt (vgl. Abbildung 3.1).

---

### 3.4.2 Hystereseformen

---

Neben den im vorangehenden Abschnitt gezeigten Kurvenverläufen kann es an porösen Beschichtungen und damit auch an Metallfaserstrukturen zu einer Veränderung des Siedekennlinienverlaufs und damit von  $\alpha_m$  kommen, wenn  $\dot{q}$  zunächst gesteigert und anschließend wieder reduziert wird (vgl. Unterkapitel 2.1 – Siedekennlinienverlauf in Abhängigkeit der Regelung).

Dieses als Siedehysterese bezeichnete Phänomen kann sowohl bei der Initiierung des Blasensiedens (Keimbildungshysterese) – wie vom Sieden an Glattproben bekannt ist – als auch beim vollständig ausgebildeten Blasensieden auftreten. Das Hysteresephänomen wird im Hinblick auf den Einsatz poröser Strukturen in Wärmerohren grundsätzlich als unvorteilhaft betrachtet, da es Oberflächentemperaturschwankungen an der Struktur bewirkt und daher die Auslegung von Wärmerohren erschwert [126; 204]. Hystereseformen, die speziell im Fall der vollständigen Flutung von Metallfaserstrukturen auftreten können, wurden in mehreren Beiträgen von Poniewski und Wójcik [128; 126; 202; 204] untersucht. Für den Fall der Kapillarfütterung liegen keine Studien vor.

In diesem Abschnitt werden die bisher bekannten Hystereseformen für den Fall der vollständigen Flutung vorgestellt. Die Beschreibung erfolgt nach den Studien von Poniewski und Wójcik [128; 126; 202; 204] über die Darstellung  $\dot{q}$  versus  $\Delta T$ , d. h. analog zur Nukiyama-Kurve.  $\alpha_m$  ist dabei nicht eingetragen. An die Beziehung  $\alpha_m = \dot{q}/\Delta T$  sei daher erinnert.

#### Keimbildungshysterese

Abbildung 3.9 zeigt den qualitativen Kurvenverlauf zur Darstellung der Keimbildungshysterese. Ausgehend vom konvektiven Sieden ist demnach die notwendige Übertemperatur für die Initiierung des Blasensiedens  $\Delta T_2$  bei der Steigerung von  $\dot{q}$  größer als die Übertemperatur  $\Delta T_1$ , bei der die Dampfblasenablösung mit der Reduzierung von  $\dot{q}$  schließlich zum Erliegen kommt.

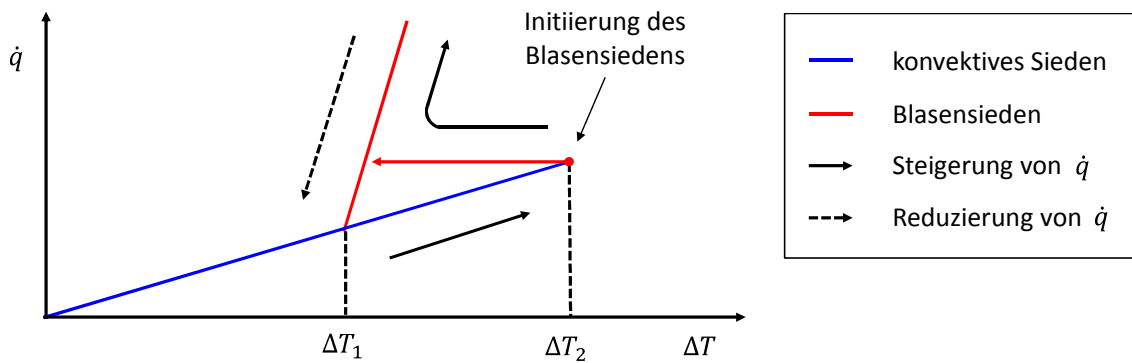


Abbildung 3.9: Keimbildungshysterese an einer Glattprobe in Anlehnung an Stephan [176].

Die Temperaturdifferenz  $\Delta T_{\text{Hyst}} = \Delta T_2 - \Delta T_1$  wird als Keimbildungshysterese bezeichnet. Sie ist vom Behältersieden an Glattproben bekannt und tritt auf, da bei der Steigerung von  $\dot{q}$  zunächst sämtliche in Abschnitt 0 beschriebenen Aktivierungsschwellen zur Erzeugung des periodischen Blasenwachstums und des -abrisses aufgebracht werden müssen. Sind Dampfkeime hingegen bereits vorhanden, entfällt die Aktivierungsenergie für die Keim- bzw. Dampfkeimbildung (vgl. Abschnitt 2.3.2 „Dampfkeimbildung“) und das Ablösen von Dampfblasen erfolgt auch noch bei geringerem  $\Delta T$  im Bereich  $\Delta T_1 < \Delta T < \Delta T_2$ . Aus diesem Grund ist  $\alpha_m$  bei der Reduzierung von  $\dot{q}$  auch größer, obwohl die gleiche Wärmestromdichte  $\dot{q}$  zugeführt wird.

An die älteren Ergebnisse von Raben et al. [133] für Messungen mit dem Arbeitsmittel Wasser und die Tatsache, dass unter Atmosphärendruckbedingungen keine Keimbildungshysterese beobachtet wurde, sei in diesem Kontext erinnert (vgl. Abschnitt 2.4.1).

Die Keimbildungshysterese äußert sich nach Poniewski [126] bei kapillar porösen Strukturen deutlich stärker als es vom Behältersieden an Glattproben bekannt sei. Vergleichswerte werden allerdings nicht angegeben und eine geschlossene Theorie liegt demnach ebenfalls nicht vor.

Nach den in der Literatur vorliegenden Hypothesen führt Poniewski [126] ihr Auftreten auf

- 1) die dynamische Veränderung des Benetzungswinkels in Abhängigkeit der Bewegungsrichtung des Arbeitsmittels,
- 2) die Penetrationseigenschaften der Flüssigkeit und
- 3) verschiedene geometrische Bereiche der Struktur, die während des Prozesses der Initiierung und des Abklingens des Blasensiedens durch Dampfblasen ausgefüllt sind, zurück.

Außerdem könne die Ausbildung thermokapillarer Konvektion innerhalb der Mikroschicht, die die Wände des Strukturskeletts bedeckt, ein zusätzlicher Faktor für die stärkere Ausprägung von  $\Delta T_{\text{Hyst}}$  im Vergleich zu glatten Oberflächen sein.

Für eine detaillierte Beschreibung dieser Phänomene sei auf Poniewski [126] verwiesen. Hier werden u. a. verschiedene Berechnungsansätze für den Fall der vollständigen Flutung diskutiert.

### Typ I, II und III Hysterese

Wie Studien von Poniewski und Wójcik [128; 202; 203; 204] anhand des vollständig gefluteten Falls zeigen, kann es bei der Steigerung und der anschließenden Reduzierung von  $\dot{q}$  im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens ebenfalls zum Auftreten verschiedener Hystereseformen kommen.

Die Autoren haben insgesamt drei verschiedene Typen von Siedehysteresen beobachtet, die von den Strukturparametern der Faser und dem untersuchten Arbeitsmittel abhängen. Untersuchungs-

schwerpunkt waren dabei versinterte Metallfaserstrukturen aus Kupfer mit Faserdurchmessern von  $d_F = 50 \mu m$ , Faserlängen von  $l_F = 3 \text{ mm}$ , Porositäten  $\varepsilon$  zwischen 0,4 und 0,85 sowie Faserstrukturhöhen  $\delta_{FS}$  zwischen 0,2 und 2 mm. Als Arbeitsmittel wurden Wasser, Ethanol, R-113 und R-123 verwendet und unter Atmosphärendruckbedingungen vermessen.

Die unterschiedlichen Hysteresetypen sind in Abbildung 3.10 nach Wójcik [202] gezeigt. Dabei sind links die Modellvorstellungen zur Beschreibung der Dampfblasenausprägung in der Faserstruktur dargestellt und rechts die drei Hysteresetypen anhand der Messergebnisse verdeutlicht. Die Steigerung bzw. Reduzierung von  $\dot{q}$  ist durch Pfeile angedeutet.

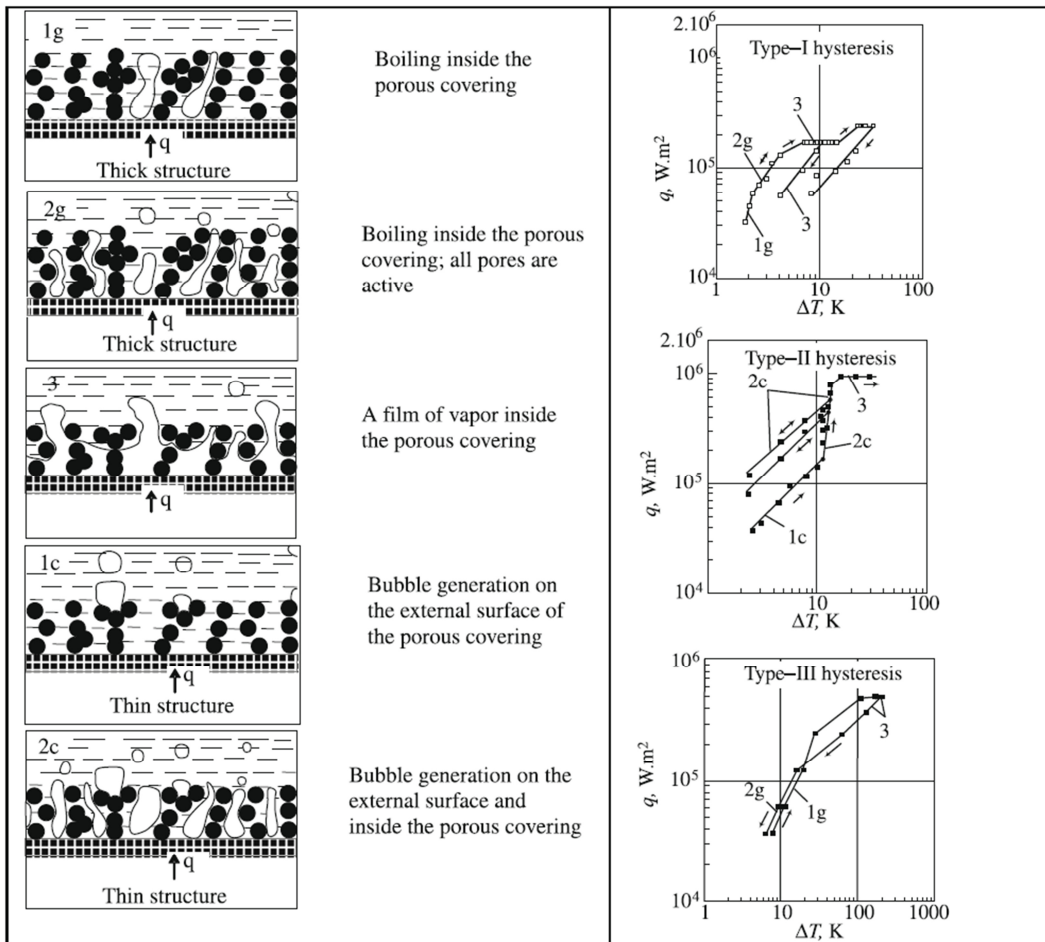


Abbildung 3.10: Modellvorstellungen zur Beschreibung der Dampfblasenausprägung in der Metallfaserstruktur (links) und Hystereseformen (rechts). Nachgedruckt aus Wójcik [202]. Mit freundlicher Genehmigung von Elsevier (vgl. Tabelle A.1).

Danach ist die **Typ-I Hysterese** durch den Abfall von  $\alpha_m$  mit der Reduzierung der Wärmestromdichte  $\dot{q}$  ab dem Erreichen eines gewissen Werts von  $\dot{q}$  bzw.  $\Delta T$  gekennzeichnet. Durch die kontinuierliche Steigerung von  $\dot{q}$  werden zunächst immer mehr Dampfblasen aktiviert und Porenräume ausgefüllt, bis sich schließlich ein geschlossenes Dampfpolster in der Struktur befindet (vgl. Modellvorstellung 1g, 2g und 3). Die Abnahme der Kurvensteigung und der Übergang in eine Horizontale gehen damit einher (vgl. Kurvenverlauf bis 3 in der rechten Darstellung). Wird  $\dot{q}$  ausgehend vom Zustand 3 nun reduziert, bleibt das zuvor gebildete Dampfpolster in der Struktur bestehen. Es stellt einen thermischen Widerstand für den Wärmetransport dar und ruft die Reduzierung von  $\alpha_m$  bzw. die Verschiebung von  $\Delta T$  im Vergleich zum ursprünglichen Kurvenverlauf bei identischem  $\dot{q}$  hervor. Die Typ-I Hysterese wurde in den Untersuchungen von Poniewski und Wójcik [128; 202] bei größeren Faserstrukturhöhen (d. h.  $\delta_{FS}$  zwischen 0,8 und 2 mm) und bei Flüssigkeiten mit geringem Benetzungsverhalten, zu denen sie Wasser zählen, beobachtet.



Bei der **Typ-II Hysterese** kommt es hingegen zum Anstieg von  $\alpha_m$  nach der Reduzierung von  $\dot{q}$  ab einer gewissen Wärmestromdichte. Dies wird damit erklärt, dass bereits aktivierte Dampfblasen bestehen bleiben. Sie bilden sich sowohl auf der Außenfläche als auch im Inneren der Struktur. Bei geringerem  $\dot{q}$  erfolgt die Dampfblasenbildung abweichend dazu ausschließlich auf der Außenfläche (vgl. Modellvorstellung 1c mit 2c). Die Typ-II Hysterese wurde bei gut benetzenden Flüssigkeiten (Ethanol, R-113 und R-123) und geringen Faserstrukturhöhen (d. h.  $\delta_{FS}$  zwischen 0,2 und 0,8 mm) beobachtet [128; 202]. Wójcik [202] verweist außerdem darauf, dass diese Art von Hysterese bei Wasser typischerweise nicht auftritt und lediglich von einem Autor beobachtet wurde.

Die **Typ-III Hysterese** ist durch beide zuvor beschriebenen Effekte charakterisiert. Hier kommt es bei sehr hohem  $\dot{q}$  ebenfalls zur Ausbildung eines Dampfpolsters in der Faserstruktur, das bei der Reduzierung von  $\dot{q}$  analog zur Typ-I Hysterese zunächst bestehen bleibt und einen Abfall von  $\alpha_m$  bewirkt (vgl. Modellvorstellung und Kurvenverlauf 3). Mit der weiteren Reduzierung von  $\dot{q}$  löst sich das Dampfpolster jedoch allmählich auf. Seine Rückstände werden in zusätzliche Blasenkeimstellen umgewandelt (vgl. Modellvorstellung 3 nach 2g).  $\alpha_m$  ist im Bereich geringer Wärmestromdichten  $\dot{q}$  bei der Reduzierung größer als bei der Steigerung von  $\dot{q}$  (vgl. Modellvorstellung und den Kurvenverlauf 1g und 2g). Da sich die Dampfblasen ausschließlich im Inneren der Struktur bilden, ist die Verbesserung von  $\alpha_m$  jedoch deutlich geringer als bei der Typ-II Hysterese (vgl. Modellvorstellung 2g mit 2c). Die Typ-III Hysterese wurde speziell in Metallfasern mit geringer Faserstrukturhöhe ( $\delta_{FS} = 0,8$  mm) und hoher Porosität ( $\varepsilon = 0,85$ ) beobachtet. Das schnellere Auflösen des Dampfpolsters im Vergleich zur Typ-I Hysterese – als charakteristisches Merkmal dieses Hysteresetyps – führt Wójcik [202] daher auf die Reduzierung des „hydraulischen Widerstands“ der Faserstruktur für die Durchströmung des Dampfes und der Flüssigkeit zurück.

### 3.4.3 Wärmeübergang im Bereich ohne Blasenbildung

In diesem Abschnitt werden die Berechnungsgleichungen zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Fall der Kapillarfütterung und den Fall der vollständigen Faserstrukturflutung im Bereich ohne Blasenbildung vorgestellt. Die Berechnungsgleichungen beziehen sich auf die eindimensionale Betrachtung des Wärmeübergangs.

#### Kapillarfütterung

Im Fall der Kapillarfütterung erfolgt der Wärmetransport durch Wärmeleitung entlang der Faserstruktur. Die Verdampfung findet an der Strukturoberfläche statt. Dabei sind drei unterschiedliche Benetzungsfälle der Strukturoberfläche möglich, wie in Abbildung 3.11 schematisch dargestellt.

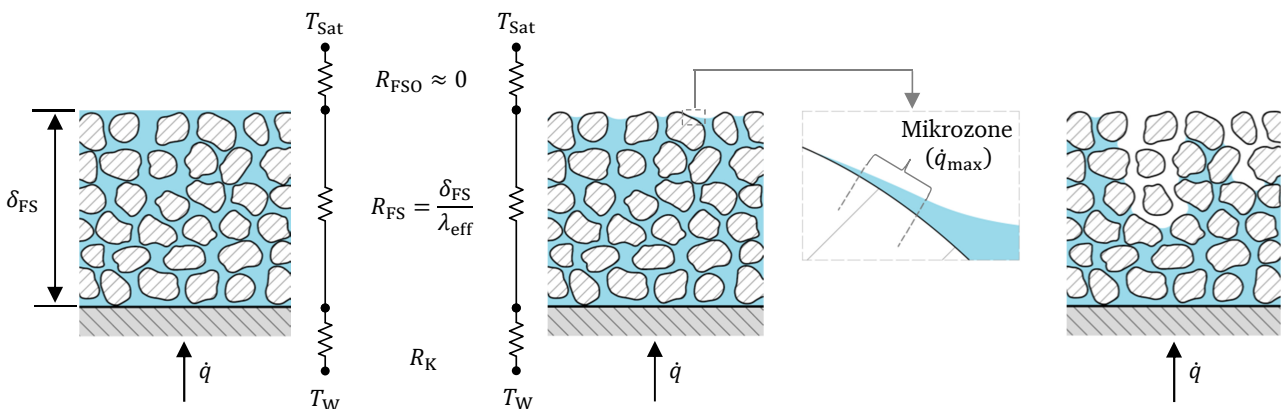


Abbildung 3.11: Gegenüberstellung unterschiedlicher Benetzungsfälle der Strukturoberfläche in Anlehnung an Smirnov [168] sowie Zhao und Liao [210].

---

Demnach erfolgt die Verdampfung entweder

- 1) ausschließlich aus der vollständig vom Arbeitsmittelfilm bedeckten freien Oberfläche (links),
- 2) aus freien Oberflächenbereichen sowie aus Mikrozononen, die durch einen geringfügigen Rückzug des Arbeitsmittelfilms in die Faserstruktur freigelegt werden (Mitte), oder
- 3) aus freien Oberflächenbereichen sowie aus Mikrozononen an der Oberfläche und innerhalb der Faserstruktur (rechts). Letztere werden beim Erreichen der Kapillarkraftgrenze (vgl. Abschnitt 3.3.4) durch den weiteren Rückzug des Arbeitsmittelfilms in die Faserstruktur freigelegt.

Grundsätzlich ist man sich darüber einig, dass die Freilegung von Mikrozononen unmittelbar an der Oberfläche – aufgrund der extrem hohen lokalen Verdampfungsraten an der 3-Phasen-Kontaktlinie – eine Verbesserung des Wärmeübergangs hervorruft [42; 173; 168; 136] und dass der weitere Rückzug der Flüssigkeit bzw. des Arbeitsmittelfilms in die Faserstruktur diesen reduziert [210; 168]. Eindimensionale Rechenansätze, speziell für den im Rahmen dieser Arbeit interessierenden Fall der Mikrozononenverdampfung, waren allerdings nicht auffindbar. Auch lässt sich die Abhängigkeit geometrischer Parameter aus vorhandenen Studien nicht exakt ableiten.

In Anbetracht der Tatsache, dass eine numerische Behandlung der Mikrozononenverdampfung für lediglich einen Probenparametersatz (vgl. Unterkapitel 7.4) nicht sinnvoll erscheint, werden die Ergebnisse ausschließlich mit der in Poniewski und Thome [127] angegebenen Berechnungsgleichung verglichen. Danach lässt sich  $\alpha_m$  über die Gleichung

$$\alpha_m = \left( \frac{\dot{q}}{\Delta T} \right) = \left( \frac{\delta_{FS}}{\lambda_{eff}} + R_K \right)^{-1} \quad (3.19)$$

berechnen. Hier stellt der erste Summand auf der rechten Seite den Widerstand der gesättigten Faserstruktur  $R_{FS}$  dar. Er entspricht dem Quotienten aus der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  und der effektiven Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$ . Die Berechnung von  $\lambda_{eff}$  geht dabei aus Abschnitt 3.2.2 hervor. Hinzu kommt der thermische Kontaktwiderstand  $R_K$  zwischen der Faserstruktur und der Oberfläche, auf der sie aufgebracht ist (vgl. linke Skizze in Abbildung 3.11). Zahlenwerte liegen nach Smirnov [168] z. B. bei aufgelöteten Faserstrukturen in der Größenordnung von  $R_K = (3 - 7) \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$  und bei aufgedruckten Faserstrukturen bei  $R_K = (20 - 100) \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$ . Der Verdampfungswiderstand an der Faserstrukturoberfläche  $R_{FSO}$  wird vernachlässigt.

Wie Gleichung (3.19) zeigt, begünstigen geringe Faserstrukturhöhen  $\delta_{FS}$  und hohe effektive Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_{eff}$  den Wärmeübergang. Gleichung (3.19) wird im Ergebnisteil (vgl. Abschnitt 7.4.1) in dieser Form für den Vergleich mit den Messergebnissen herangezogen. Dabei wird die Berechnung von  $\lambda_{eff}$  nach der Korrelation von Mantle und Chang [103] zugrundegelegt, da sie eine gute Übereinstimmung mit Messwerten von Andersen et al. [8] für die untersuchten Metallfaserstrukturen zeigte. Ferner wird angenommen, dass Gleichung (3.19) sowohl für den linken als auch den mittleren in Abbildung 3.11 dargestellten Benetzungsfall der Strukturoberfläche gültig ist.

### **Vollständige Flutung**

Im Fall der vollständigen Flutung ist bei der Berechnung von  $\alpha_m$  der thermische Widerstand der Flüssigkeitssäule oberhalb der Faserstruktur  $R_F$  zusätzlich zu berücksichtigen (vgl. linke Skizze in Abbildung 3.1). Dies ist durch die Modifikation von Gleichung (3.19) in Gleichung

$$\alpha_m = \left( \frac{\delta_{FS}}{\lambda_{eff}} + R_K + R_F \right)^{-1} \quad (3.20)$$

exemplarisch gezeigt und verdeutlicht, weshalb  $\alpha_m$  im Fall der vollständigen Flutung geringer als im Fall der Kapillarfütterung ist (vgl. Abschnitt 3.4.1). Bezüglich der Berechnung von  $R_F$  sei auf die Grundlagen zum Wärmeübergang beim konvektiven Sieden verwiesen (vgl. Unterkapitel 2.2). Hat sich noch keine Konvektionsströmung ausgebildet, kann  $R_F$  als Quotient aus der Höhe der Flüssigkeitssäule  $H$  und seiner Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_F$  berechnet werden. Demnach geht die Reduzierung des Füllniveaus mit einer Verbesserung von  $\alpha_m$  einher.

### 3.4.4 Initiierung des Blasensiedens

In diesem Abschnitt werden Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der Initiierung des Blasensiedens für den Fall der Kapillarfütterung und den Fall der vollständigen Flutung vorgestellt.

#### Kapillarfütterung

Die notwendige Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens wird im Fall der Kapillarfütterung  $\Delta T_{IBS,KF}$  nach Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [168] ebenfalls aus dem Kriterium für die Dampfblasenbildung abgeleitet (vgl. Gleichung (2.7) in Abschnitt 2.3.2). Danach gilt:

$$\Delta T_{IBS,KF} = \frac{4 \cdot \sigma \cdot T_{Sat}}{\Delta h_V \cdot \rho_D \cdot D_{P,max}} \quad (3.21)$$

Sie unterscheidet sich von Gleichung (2.7) maßgeblich darin, dass anstelle des minimalen kritischen Dampfkeimradius  $R_{krit,min}$  bzw. des Durchmessers der maximale Porendurchmesser  $D_{P,max}$  (vgl. Abschnitt 3.2.3) in die Berechnung eingeht.  $D_{P,max}$  ist in der Einheit Meter einzusetzen. Die Faserstrukturhöhe wird nicht berücksichtigt und der Einfluss des Systemdrucks wird ausschließlich über die Stoffdaten der Flüssigkeit erfasst. Aus Gleichung (3.21) lässt sich erkennen, dass  $\Delta T_{IBS,KF}$  mit der Zunahme von  $D_{P,max}$  fällt. Ihre Anwendbarkeit wird in Abschnitt 7.4.1 überprüft.

In diesem Zusammenhang sei auf eine weitere Berechnungsgleichung, die in Konev und Mitrović [79], Faghri [42] sowie Stephan [175; 177] speziell für den Fall der Kapillarfütterung bei porösen Medien angegeben wird, verwiesen. Die Anwendung dieser Gleichungen hat allerdings gezeigt, dass sie unter den Systemdrücken in der vorliegenden Arbeit nicht anwendbar ist. Sie liefert negative Zahlenwerte für  $\Delta T$  und damit keine plausiblen Ergebnisse.

#### Vollständige Flutung

Für die Initiierung des Blasensiedens  $\Delta T_{IBS,VF}$  im Fall der vollständigen Flutung geben Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [167] die Gleichung

$$\Delta T_{IBS,VF} = \frac{4 \cdot \sigma \cdot T_{Sat}}{\Delta h_V \cdot \rho_D \cdot D_{P,eff}} \quad (3.22)$$

an. Sie unterscheidet sich von Gleichung (3.21) ausschließlich darin, dass anstelle des maximalen Porendurchmessers  $D_{P,max}$  der effektive Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  in die Berechnung eingeht (vgl. Abschnitt 3.2.3). Da  $D_{P,eff}$  kleiner als  $D_{P,max}$  ist, wird eine größere Übertemperatur im Vergleich zur Kapillarfütterung benötigt, d. h.  $\Delta T_{IBS,VF} > \Delta T_{IBS,KF}$ .

Kostornov et al. [86] geben für die Bestimmung der notwendigen Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens im Fall der vollständigen Flutung  $\Delta T_{IBS,VF}$  folgende Korrelation an:

$$\Delta T_{\text{IBS,VF}} = 0,25 \cdot \Delta T_{\text{IBS,GP}} \cdot \lambda_{\text{skl}}^{0,25} \cdot \varepsilon^{0,2} \cdot D_{\text{P,eff}}^{0,15} \quad (3.23)$$

Danach hängt  $\Delta T_{\text{IBS,VF}}$  neben den Faserstrukturparametern thermische Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{\text{skl}}$ , Porosität  $\varepsilon$  und dem effektiven Porendurchmesser  $D_{\text{P,eff}}$  (vgl. Unterkapitel 3.2) maßgeblich von der notwendigen Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens an einer Glattprobe  $\Delta T_{\text{IBS,GP}}$  ab. Die Gleichung (3.23) ist für Atmosphärendruckbedingungen angegeben, wird in Abschnitt 7.1.1 allerdings dennoch gemeinsam mit Gleichung (3.22) für einen Abgleich mit den Messdaten herangezogen. Dabei wird  $\Delta T_{\text{IBS,GP}}$  in Anlehnung an die Literaturrecherche in Abschnitt 2.4.2 mit einem Zahlenwert von  $\Delta T_{\text{IBS,GP}} = 25 \text{ K}$  gewählt.

### 3.4.5 Einflussfaktoren auf den Wärmeübergang im Bereich des Blasensiedens

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von Forschungsarbeiten zu den Faktoren, die den Wärmeübergang von metallischen Kurzfasern im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens beeinflussen, zusammengefasst. Dies sind neben den Faserstrukturparametern und dem verwendeten Fasermaterial das Arbeitsmittel und die Veränderung seiner Eigenschaften durch die Systemdruckvariation sowie der Kontaktwiderstand zwischen Faserstruktur und ihrem Grundträger. Die gewonnenen Erkenntnisse werden für die Interpretation der Ergebnisse herangezogen. Im Folgeabschnitt werden ausgewählte Korrelationen, die aus diesen Arbeiten hervorgehen und für den Literaturabgleich der Messergebnisse herangezogen werden, zunächst vorgestellt und anschließend speziell im Hinblick auf die Erfassung des Systemdruckeinflusses miteinander verglichen.

Die aus den Arbeiten hervorgehenden Trendverhalten werden bei der Beschreibung zunächst für den Fall der vollständigen Flutung erläutert. Darauf aufbauend folgt die Ergänzung zu bekannten Veränderungen im Fall der Kapillarfütterung. Auf Übereinstimmungen oder abweichende Erkenntnisse anderer Autoren wird verwiesen. Vor der Beschreibung der Einflussfaktoren soll eine kurze Übersicht über die Untersuchungsschwerpunkte und die Falleinordnung gegeben werden.

In Zaripov et al. [209] und Kostornov et al. [86] wurden für den Fall der vollständigen Flutung Untersuchungen zum Einfluss der Faserstrukturparameter, des Arbeitsmittels und des Systemdrucks sowie des Fasermaterials auf den Wärmeübergang durchgeführt. Demgegenüber werden in Semena et al. [163] und Kostornov et al. [86] die Erkenntnisse für den Fall der Kapillarfütterung gezeigt. Die untersuchten Faserstrukturparameter waren dabei nahezu identisch. Auch merken Zaripov et al. [209] an, dass die Untersuchungen von Semena et al. [163] anhand der identischen Faserstrukturen durchgeführt wurden. Abweichungen liegen bei den untersuchten Arbeitsmitteln, dem Faserstrukturwerkstoff, dem Durchmesser der auf dem Grundträger befestigten Faserstruktur und den Systemdrücken vor. Während Semena et al. [163] Messungen mit dem Arbeitsmittel Wasser, Azeton und Ethylalkohol an Kupfer-, Nickel- sowie Edelstahlfasern mit Faserstrukturdurchmessern von 35 mm bei Systemdrücken zwischen 500 mbar und Atmosphärendruck durchführten, wurden in Zaripov et al. [209] die Arbeitsmittel Wasser, Stickstoff, Azeton und Ethylalkohol an Kupfer- und Edelstahlfasern mit Faserstrukturdurchmessern von 30 mm bei Systemdrücken zwischen 350 mbar und Atmosphärendruck untersucht. Die in Kostornov et al. [86] gezeigten Ergebnisse beziehen sich ausschließlich auf das Arbeitsmittel Wasser und Azeton. Hier wurden Kupfer- und Edelstahlfasern bei Atmosphärendruck untersucht. Die Ergebnisse stellen vermutlich einen Teilausschnitt der Ergebnisse von Semena et al. [163] und Zaripov et al. [209] dar. Da der Niederdruckbereich hier nicht betrachtet wird, ist die Studie von Kostornov et al. [86] auch nicht in der Tabelle 2.2 aufgeführt. In Zaripov et al. [209] und Kostornov et al. [86] wird auf die Unterschiede zwischen dem Fall der vollständigen Flutung und dem der Kapillarfütterung hingewiesen.

---

Detaillierte Untersuchungen zum Systemdruckeinfluss (100 mbar bis Atmosphärendruck) wurden ausschließlich für den Fall der vollständigen Flutung von Semena et al. [161] anhand von Kupferfasern und dem Arbeitsmittel Wasser durchgeführt. Sie bauen auf denen von Zaripov et al. [209] auf.

Neben diesen Arbeiten untersuchten Poniewski und Wójcik [128] ebenfalls den Einfluss der Porosität und der Faserstrukturhöhe sowie des Systemdrucks für die Arbeitsmittel Wasser, Ethanol und Freon. Dabei wurden Kupferfasern mit Faserstrukturdurchmessern von 30 mm bei Systemdrücken von 300 mbar und Atmosphärendruck betrachtet. In Tang et al. [184] werden außerdem Messergebnisse einer quaderförmigen Kupferfaser für das Arbeitsmittel Wasser bei Atmosphärendruck gezeigt. Der Fokus lag auf dem Faserstrukturparametereinfluss der Porosität und des Faserdurchmessers. Beide Arbeiten beziehen sich auf den Fall der vollständigen Flutung. Der untersuchte Faserstrukturparameterraum war deutlich geringer als in Zaripov et al. [209] und Kostornov et al. [86]. Da der Niederdruckbereich in Tang et al. [184] analog zu Kostornov et al. [86] nicht betrachtet wird, ist diese Studie in der Tabelle 2.2 ebenfalls nicht aufgeführt.

### **Faserstrukturparameter- und Faserwerkstoffeinfluss**

Angaben zu den konkreten Untersuchungen, Ergebnissen sowie Aussagen verschiedener Autoren zum Einfluss der Faserstrukturhöhe, der thermischen Leitfähigkeit des Skeletts und der effektiven Wärmeleitfähigkeit, des Faserstrukturmaterials, der Porosität, der Porendimensionen und der Porengrößenverteilung sowie des Faserdurchmessers werden in diesem Unterabschnitt nacheinander zusammengefasst. Sie beziehen sich ausschließlich auf den Fall des voll ausgebildeten Blasensiedens und sind daher unabhängig von den vorangehend beschriebenen Grundlagen zu betrachten.

#### **Einfluss der Faserstrukturhöhe**

Die Abhängigkeit des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  von der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  wurde in Zaripov et al. [209] für einen weiten Parameterraum von Faserstrukturhöhen, d. h.  $\delta_{FS} = 0,1$  bis 10 mm, untersucht. Demnach kommt es bei der Zunahme von  $\delta_{FS}$  zunächst zu einem starken Anstieg von  $\alpha_m$  bis zum Erreichen eines Grenzwerts  $\delta_{FSG}$ , nach dessen Überschreitung  $\alpha_m$  abnimmt. Dieser Grenzwert, der für das Arbeitsmittel Wasser mit  $\delta_{FSG} = 3$  mm angegeben wird, hängt allerdings von der zugeführten Wärmestromdichte  $\dot{q}$  ab. So wird der direkte Einfluss von  $\delta_{FS}$  auf  $\alpha_m$  für  $\alpha_m(\delta_{FS} \leq \delta_{FSG})$  besonders bei hohem  $\dot{q}$  deutlich reduziert und führt nur noch zu einer schwachen Beeinflussung von  $\alpha_m$  durch  $\delta_{FS}$ . Insgesamt verweisen die Autoren auf eine komplexe und mehrdeutige Beeinflussung von  $\alpha_m$  durch  $\delta_{FS}$ , wonach es sowohl zu einem Anstieg, Abfall oder keiner Veränderung von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\delta_{FS}$  kommen würde. Eine Begründung für dieses Verhalten liefern sie allerdings nicht. Die starke Beeinflussung von  $\alpha_m$  durch  $\delta_{FS}$  und die Ausbildung eines Maximums wird durch Forschungsarbeiten von Poniewski und Wójcik [128] und Kostornov et al. [86] bestätigt. Poniewski und Wójcik [128] beobachteten zusätzlich eine Verschiebung des Maximums hin zu geringerem  $\delta_{FS}$  bei der Abnahme der Porosität  $\varepsilon$ . Die Reduzierung von  $\alpha_m$  mit dem Anstieg von  $\delta_{FS}$  wird in diesen Arbeiten auf die gehemmte Arbeitsmittelzufuhr und den größeren Strömungswiderstand für den Dampfblasenaustritt zurückgeführt, wie u. a. aus Gleichung (3.9) in Abschnitt 3.3.2 hervorgeht.

Für den Fall der Kapillarfütterung wird von Semena et al. [163] ein identisches Trendverhalten wie im Falle der vollständigen Flutung beobachtet. Hier wurde allerdings eine größere Breite von Porositäten  $\varepsilon$  untersucht, die Abhängigkeit von  $\dot{q}$  hingegen nicht. Ihre Untersuchungen erfolgten bei Faserstrukturhöhen von  $\delta_{FS} = 0,4$  bis 9 mm sowie den Porositäten  $\varepsilon = 0,4, 0,5, 0,8$  und  $0,85$ . Die zugeführte Wärmestromdichte lag konstant bei  $\dot{q} = 5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ . Ihre Ergebnisse zeigen für alle untersuchten Strukturen die Ausbildung eines Maximums bei dem Erreichen eines Grenzwertes von



$\delta_{\text{FSG}} = 1,2 \text{ mm}$ . Abweichend zu den Ergebnissen von Poniewski und Wójcik [128] für den Fall der vollständigen Flutung lässt sich hier keine Abhängigkeit von der Porosität  $\varepsilon$  erkennen.

### Einfluss der Skelett- und der effektiven Wärmeleitfähigkeit

Zaripov et al. [209] untersuchten den Einfluss der Skelett-  $\lambda_{\text{skl}}$  und der effektiven Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  auf  $\alpha_m$ . Dazu verglichen sie Messergebnisse identischer Faserstrukturen mit konstanter Faserstrukturhöhe von  $\delta_{\text{FS}} = 0,8 \text{ mm}$ , die sich ausschließlich in ihrer Porosität  $\varepsilon$  ( $0,4 \leq \varepsilon \leq 0,93$ ) und dem Strukturmaterial (Edelstahl und Kupfer) voneinander unterschieden. Die Variation von  $\lambda_{\text{eff}}$  wurde zusätzlich durch den Vergleich von zwei Arbeitsmitteln (Stickstoff und Wasser) erreicht. Sowohl die Veränderung von  $\lambda_{\text{skl}}$  als auch die von  $\lambda_{\text{eff}}$  gehen aus Gleichung (3.3) in Abschnitt 3.2.2 hervor. Die Messergebnisse wurden ferner bei  $\dot{q} = 5,7 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  und  $\dot{q} = 1 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$  und unter Atmosphärendruckbedingungen miteinander verglichen. Als Ergebnis berichten die Autoren von einem signifikanten Einfluss von  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  auf  $\alpha_m$ . Danach käme es zu einem deutlichen Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\lambda_{\text{eff}}$  sowie  $\lambda_{\text{skl}}$ . Während  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  im Bereich von  $\lambda_{\text{skl}}$  zwischen  $10 \text{ W/(K m)}$  und  $100 \text{ W/(K m)}$  in einer gleichen Größenordnung liegen würden und praktisch den identischen Einfluss auf  $\alpha_m$  hätten, sei ihr Einfluss bei geringerem  $\lambda_{\text{skl}}$  hingegen verschieden. Dies gelte vor allem für den Fall, wenn  $\lambda_{\text{skl}}$  kleiner als die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_F$  werden würde, wird aber nicht weiter diskutiert. Für die Abhängigkeit zwischen  $\lambda_{\text{eff}}$  und  $\alpha_m$  und dem Strukturmaterial Kupfer geben sie den Zusammenhang  $\alpha_m \sim \lambda_{\text{eff}}^{0,5}$  und für Edelstahl  $\alpha_m \sim \lambda_{\text{eff}}^{0,3}$  an.

Der signifikante Einfluss und der Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  werden durch Kostornov et al. [86] bestätigt. Den Anstieg von  $\alpha_m$  führen sie auf die Abnahme der Porosität  $\varepsilon$  mit der Zunahme von  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  zurück, wodurch eine bessere Erwärmung des wandnahen Arbeitsmittels und damit einhergehend verbesserte Bedingungen für die Dampfblasenbildung entstehen würden. Ihre Ergebnisse basieren auf Messdaten aus dem Strukturmaterial Kupfer bei konstanter Faserstrukturhöhe von  $\delta_{\text{FS}} = 0,8 \text{ mm}$ , wobei die Veränderung von  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\lambda_{\text{eff}}$  ebenfalls ausschließlich durch die Variation von  $\varepsilon$  im Bereich  $0,4 \leq \varepsilon \leq 0,9$  erreicht wurde. Als Arbeitsmittel wurde Wasser bei Atmosphärendruckbedingungen untersucht. Anhand ihres Vergleichs der Ergebnisse bei den Wärmestromdichten  $\dot{q} = 5 \cdot 10^4, 30 \cdot 10^4$  und  $100 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  geht außerdem hervor, dass  $\alpha_m$  vom höchsten zum niedrigsten  $\dot{q}$  nahezu über den gesamten Bereich von  $\lambda_{\text{eff}}$  linear abfällt.

Der Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Zunahme von  $\lambda_{\text{skl}}$  wird ebenfalls im Fall der Kapillarfütterung von Semena et al. [163] beobachtet, wobei er nach den Autoren allerdings nicht sehr stark ausgeprägt sei. So geben sie für die Abhängigkeit zwischen  $\lambda_{\text{skl}}$  und  $\alpha_m$  und den untersuchten Strukturmaterialien Kupfer, Edelstahl und Nickel den Zusammenhang  $\alpha_m \sim \lambda_{\text{eff}}^{0,07}$  an. Der Vergleich wurde mit dem Arbeitsmittel Wasser bei Atmosphärendruckbedingungen durchgeführt. Die Faserstrukturhöhe der Kupferstruktur lag bei  $\delta_{\text{FS}} = 2 \text{ mm}$ , die Porosität  $\varepsilon$  im Bereich  $0,4 \leq \varepsilon \leq 0,8$  und  $\dot{q}$  bei  $2 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ .

### Einfluss des Faserstrukturmaterials

In Zaripov et al. [209] wird von einem starken Einfluss des verwendeten Faserstrukturmaterials auf  $\alpha_m$  berichtet. Danach sei bei identischer Faserstrukturparameterwahl, der Verwendung des Arbeitsmittels Wasser und unter Atmosphärendruckbedingungen  $\alpha_m$  bei dem Faserstrukturmaterial Kupfer in etwa doppelt so hoch wie bei Edelstahl. Die deutliche Verbesserung führen sie auf die Zunahme des Wärmeeindringkoeffizienten  $b = \sqrt{(\lambda \cdot \rho \cdot c)}$  zurück. Er liegt bei Kupfer deutlich höher. Für die Abhängigkeit der Materialeigenschaften und  $\alpha_m$  geben sie den Zusammenhang  $\alpha_m \sim (\sqrt{(\lambda \cdot \rho \cdot c)})^{0,5}$  an.



---

Dieses Ergebnis wird von Semena et al. [163] für den Fall der Kapillarfütterung bestätigt und entspricht den Erkenntnissen, wie sie anhand unstrukturierter Oberflächen vorliegen (vgl. Korrelation von Gorenflo in Abschnitt 0). Im Fall der Kapillarfütterung sei  $\alpha_m \sim (\sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c})^{0,4}$  [163].

### **Einfluss von Porosität, Porendimensionen und Porengrößenverteilung**

In den Untersuchungen von Zaripov et al. [209] wird von einem wesentlichen Einfluss der Porengrößenverteilung innerhalb der Struktur auf  $\alpha_m$  berichtet. Danach würde der Effekt der Porosität und der Poren- sowie Fasergröße durch die Porenverteilung und die thermische Leitfähigkeit der Struktur ausgedrückt werden und hätte einen direkten ausgeprägten Einfluss auf den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$ . Genauere Informationen über das Trendverhalten werden allerdings nicht genannt und auch keine Messergebnisse gezeigt. Stattdessen verweisen sie auf einen Ausdruck innerhalb ihrer Korrelation, der dieses Verhalten berücksichtigen würde.

Ergebnisse von Poniewski und Wójcik [128] für die untersuchten Porositäten  $\varepsilon = 0,40, 0,70, 0,85$  zeigen bei einer konstanten Faserstrukturhöhe von  $\delta_{FS} = 0,8$  mm, konstantem Faserdurchmesser  $d_F = 50$   $\mu\text{m}$  und Faserlänge  $l_F = 3$  mm sowie Wärmestromdichten im Bereich zwischen  $\dot{q} = 2 \cdot 10^4$   $\text{W/m}^2$  und  $\dot{q} = 1 \cdot 10^6$   $\text{W/m}^2$  einen Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Abnahme von  $\varepsilon$ . Ab  $\dot{q} > 1 \cdot 10^5$   $\text{W/m}^2$  beginnt  $\alpha_m$  dabei allerdings einen konstanten Wert anzunehmen. Dieses Verhalten wird ebenfalls von Tang et al. [184] sowie von Kostornov et al. [86] für die Porositäten  $\varepsilon = 0,8, 0,85, 0,9$  bzw.  $0,4 \leq \varepsilon \leq 0,85$  bestätigt. Die restlichen Faserstrukturparameter dieser Studien lagen entsprechend konstant bei  $\delta_{FS} = 1$  mm bzw.  $0,2 \text{ mm} \leq \delta_{FS} \leq 0,8$  mm,  $d_F = 60$   $\mu\text{m}$  bzw.  $d_F = 20, 50$  und  $70$   $\mu\text{m}$ ,  $l_F = 30$  und  $60$  mm bzw. bei  $l_F = 3$  und  $9$  mm und die Wärmestromdichten wurde bis  $\dot{q} = 1,2 \cdot 10^6$   $\text{W/m}^2$  variiert. Die Messungen beziehen sich in allen Fällen auf das Arbeitsmittel Wasser bei Atmosphärendruckbedingungen und Fasern aus dem Strukturmaterial Kupfer.

Kostornov et al. [86] führen den Anstieg von  $\alpha_m$  mit der Abnahme von  $\varepsilon$  auf die Zunahme der Skelett- und der effektiven Wärmeleitfähigkeit zurück, wodurch sowohl die Erwärmung der flüssigen Phase als auch die Dampfformation in potenziellen Dampfformationszentren (Keimstellen) verändert werden würde. Aus diesem Grund käme es bei einer hohen Porosität auch zu einem Abfall von  $\alpha_m$  trotz der Tatsache, dass der Strömungswiderstand für den Dampfblasenaustritt reduziert werden würde. Auf der anderen Seite zeigen die Messdaten von Kostornov et al. [86] für eine Faserstrukturhöhe von  $\delta_{FS} = 2$  mm – abweichend zu den niedrigen Faserstrukturhöhen von  $\delta_{FS} = 0,2$  und  $0,8$  mm – allerdings auch die Ausbildung eines lokalen Maximums für  $\alpha_m$  bei der Porosität  $\varepsilon = 0,6$ . Auch wenn dies nicht diskutiert wird, lässt sich erkennen, dass Wechselwirkungen zwischen den Faserstrukturparametern zu berücksichtigen sind und die Erkenntnisse nicht als Pauschalaussagen betrachtet werden können. Dies wird ebenfalls anhand der zusätzlichen Angabe bestätigt, dass sich speziell die kritische Wärmestromdichte signifikant, d. h. um den Faktor 3 – 4, bei der Verwendung hochporöser Kupferfasern ( $0,85 < \varepsilon < 0,95$ ) und niedriger Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS} = 0,3$  mm und  $0,8$  mm verbessern ließe.

Während Semena et al. [163] anhand ihrer Untersuchungen zu den Einflussfaktoren Porosität, Porengröße und Porenverteilung von einer nicht merklichen Beeinflussung sprechen, berichten Kostornov et al. [86] für den Fall der Kapillarfütterung ebenfalls von einem deutlichen Einfluss der Porosität  $\varepsilon$  auf  $\alpha_m$  – der Einfluss wurde bereits qualitativ anhand von Abbildung 3.8 gezeigt. Das Trendverhalten sei in beiden Fällen grundsätzlich identisch, allerdings läge im Fall der Kapillarfütterung ein schwächerer Effekt vor. Danach sei die Abnahme von  $\alpha_m$ , die durch die Reduzierung der Porosität hervorgerufen wird, in dem gefluteten Fall stärker ausgeprägt als in dem Fall der Kapillarfütterung. Als Begründung geben sie allerdings lediglich an, dass dieser Unterschied erstens auf die

---

unterschiedlichen Bedingungen des Flüssigkeits- und Dampfblasentransports und zweitens durch die Veränderung des Wärmetransports an die Flüssigkeit innerhalb der Poren zurückzuführen sei.

### **Einfluss des Faserdurchmessers**

Tang et al. [184] untersuchten neben dem Einfluss der Porosität den des Faserdurchmessers  $d_F$  auf den Wärmeübergang. In ihrer Studie zeigen sie die Siedekennlinienverläufe ( $\dot{q}$  versus  $\Delta T$ ) von Kupferfasern mit konstantem Faserdurchmesser von  $d_F = 60, 80$  und  $120 \mu\text{m}$  und Faserlängen zwischen  $l_F = 30$  und  $60 \text{ mm}$ . Die Porosität und der Faserdurchmesser lagen ebenfalls konstant bei  $\varepsilon = 0,8$  bzw.  $\delta_{FS} = 1 \text{ mm}$ , die Wärmestromdichte wurde bis zu  $\dot{q} = 1,6 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$  variiert und die Messungen erfolgten ebenfalls mit dem Arbeitsmittel Wasser bei Atmosphärendruckbedingungen.

Das beste Ergebnis, welches bei Übertemperaturen  $\Delta T$  bis in etwa  $14 \text{ K}$  stets höhere Wärmestromdichten  $\dot{q}$  und damit auch mittlere Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  im Vergleich zur Glattprobe aufweist, wird für den Faserdurchmesser von  $d_F = 80 \mu\text{m}$  erreicht. Die Ergebnisse für  $d_F = 60 \mu\text{m}$  und  $d_F = 120 \mu\text{m}$  zeigen hingegen eine deutliche Reduzierung von  $\alpha_m$ . Hier kommt es ausschließlich bei  $\Delta T$  bis etwa  $11 \text{ K}$  zu einer Verbesserung von  $\alpha_m$  im Vergleich zu dem Ergebnis der Glattprobe. Bis zu diesem  $\Delta T$  weist die Probe mit dem Faserdurchmesser von  $d_F = 60 \mu\text{m}$  höhere  $\alpha_m$ -Werte als die Probe mit dem Faserdurchmesser von  $d_F = 120 \mu\text{m}$  auf. Bei größerem  $\Delta T$  ist das Ergebnis der Probe mit dem Faserdurchmesser von  $d_F = 60 \mu\text{m}$  schließlich besser.

Bei der Interpretation ihrer Ergebnisse geben Tang et al. [184] kein eindeutiges Trendverhalten an. Stattdessen verweisen sie auf die Komplexität des Prozesses. So hätte die Vergrößerung des Faserdurchmessers bei identischer Porosität auf der einen Seite zwar einen Anstieg der Porengröße und damit einen Abfall des Strömungswiderstands für die Flüssigkeit zur Folge (vgl. Gleichung (3.9) in Abschnitt 3.3.2), wodurch es zu einer Verbesserung von  $\alpha_m$  kommen würde. Auf der anderen Seite würden Faserstrukturen mit verschiedenen Faserdurchmessern  $d_F$  allerdings auch eine unterschiedliche Anzahl von aktiven Verdampfungszentren bereitstellen. Nach ihren Aussagen nimmt die Anzahl aktiver Verdampfungszentren mit der Zunahme des Faserdurchmessers ab und damit auch die Fähigkeit poröser Strukturen zur Verbesserung von  $\alpha_m$ . Abschließend verweisen sie auf die Notwendigkeit, geeignete Faserdurchmesser zu wählen, um eine optimale Verbesserung von  $\alpha_m$  zu erzielen. Andernfalls könne es vor allem im Bereich hoher Wärmestromdichten zu einem geringeren Wärmeübergang als bei einer glatten Oberfläche kommen.

Zum Einfluss des Faserdurchmessers im Fall der Kapillarfütterung und dem Bereich des Blasensiedens werden in den hier betrachteten Studien keine Aussagen getroffen.

### **Arbeitsmittel- und Systemdruckeinfluss**

Für den Fall der vollständigen Flutung untersuchten Zaripov et al. [209] den Einfluss der Arbeitsmitteleigenschaften und des Systemdrucks auf  $\alpha_m$  anhand der Arbeitsmittel Wasser, Stickstoff, Azeton und Ethylalkohol bei Systemdrücken zwischen  $350 \text{ mbar}$  und Atmosphärendruck. Als Ergebnis verweisen sie allerdings lediglich darauf, dass der Einfluss der Arbeitsmitteleigenschaften auf  $\alpha_m$  neben dem bekannten Einfluss der physikalischen Arbeitsmitteleigenschaften, d. h.  $\lambda_F^2/(\nu_F \cdot \sigma \cdot T_{\text{Sat}})$ , von der Dampfdichte  $\rho_D$  und der Verdampfungsenthalpie  $\Delta h_V$  abhängen würde und sowohl ein schwächerer Einfluss im Vergleich zum Blasensieden an einer Glattprobe als auch im Fall der Kapillarfütterung – wie in Semena et al. [163] untersucht – vorliegen würde. Zur Gewichtung des Einflusses wird in den Untersuchungen von Semena et al. [163] für die Arbeitsmittel Wasser, Azeton und Ethylalkohol und den Systemdrücken zwischen  $500 \text{ mbar}$  und Atmosphärendruck auch nur von einem deutlichen Einfluss der Arbeitsmitteleigenschaften auf  $\alpha_m$  berichtet. Eine konkrete Informati-

---

on zum Trendverhalten von Arbeitsmittel oder Systemdruck wird in keiner der Studien angegeben und lässt sich ausschließlich anhand der angegebenen Korrelationen erahnen.

Die Analyse des Einflusses des Systemdrucks auf  $\alpha_m$  erfolgte aufbauend auf den Untersuchungen von Zaripov et al. [209] in Semena et al. [161] für das Arbeitsmittel Wasser anhand einer Kupferfaser. Dabei wurden die Systemdrücke 100, 200, 300, 500 mbar und Atmosphärendruck für Faserstrukturhöhen von  $\delta_{FS} = 0,1, 0,4, 0,8, 1, 2, 4$  und 10 mm untersucht. Die Faserstrukturparameter werden einheitlich mit einer Porosität von  $\varepsilon = 0,84$ , einem Faserdurchmesser von  $d_F = 50 \mu\text{m}$ , einer Faserlänge von  $l_F = 3 \text{ mm}$  sowie einem effektiven Porendurchmesser von  $D_{p,eff} = 105 \mu\text{m}$  angegeben und die zugeführte Wärmestromdichte im Bereich zwischen  $\dot{q} = 1 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  und  $\dot{q} = 1 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$  variiert.

Der Einfluss des Systemdrucks auf  $\alpha_m$  in Abhängigkeit von  $\dot{q}$  wird zunächst für eine Faserstrukturhöhe von  $\delta_{FS} = 1 \text{ mm}$  gezeigt und den Ergebnissen einer Glattprobe gegenübergestellt. Die Abnahme von  $\alpha_m$  mit der Reduzierung des Systemdrucks geht daraus hervor, allerdings weichen die Differenzen zwischen  $\alpha_m$  bei hohen und niedrigen Systemdrücken bei der Faserstruktur im Vergleich zur Glattprobe mit der Zunahme von  $\dot{q}$  deutlich voneinander ab. Während die Differenz zwischen  $\alpha_m$  bei der Glattprobe über den gesamten Bereich von  $\dot{q}$  nahezu konstant ist, nimmt sie bei der Faserstruktur mit steigendem  $\dot{q}$  kontinuierlich ab. So ist nach den Autoren bei niedrigem  $\dot{q}$  von etwa  $\dot{q} = 3 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  diese Differenz bei der Faserstruktur doppelt so groß wie bei der Glattprobe. Bei  $\dot{q}$  von etwa  $\dot{q} = 2 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2$  ist sie nahezu identisch und bei größerem  $\dot{q}$  wird sie kleiner als bei der glatten Oberfläche. Dieses Phänomen könnte nach den Autoren auf die Tatsache zurückgeführt werden, dass es mit dem Anstieg des Systemdrucks zu einem Abfall der notwendigen Überhitzung kommt, um die Flüssigkeit zum Sieden zu bringen und Poren eines gewissen Durchmessers zu aktivieren. Die Zunahme des Systemdruckeffekts bei der Faserstruktur führen sie – in einem engen Bereich niedriger Wärmestromdichten  $\dot{q}$  – im Vergleich zur Glattprobe schließlich auf die viel größere Anzahl potenzieller Dampfblasenzentren und die Verschiebung der Initiierung des Blasensiedens zu kleineren Übertemperaturen  $\Delta T$  zurück. Den Abfall des Systemdruckeinflusses mit der Steigerung von  $\dot{q}$  begründen sie bei der Faserstruktur damit, dass es ab dem Erreichen einer gewissen Wärmestromdichte bzw. Übertemperatur – bei der das Einsetzen des Blasensiedens aus sehr kleinen Poren und rauen Bereichen der Oberfläche beginnt – nur noch zu einer vernachlässigbaren Zunahme von  $\alpha_m$  kommt, d. h. die Kurvensteigung ( $\alpha_m$  versus  $\dot{q}$ ) flacht ab. Da diese Übertemperatur mit der Zunahme des Systemdrucks abnimmt, d. h. bereits bei geringerem  $\dot{q}$  auftritt, sei der Systemdruckeffekt auf  $\alpha_m$  im Bereich geringerer Wärmestromdichten größer als bei hohen.

Anhand weiterer Messergebnisse zeigen Semena et al. [161] außerdem den Systemdruckeinfluss auf  $\alpha_m$  in Abhängigkeit der untersuchten Faserstrukturhöhen  $\delta_{FS}$  bei einer konstanten Wärmestromdichte von  $\dot{q} = 5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ . Grundsätzlich lässt sich dabei – analog zu den Erkenntnissen von Zaripov et al. [209] (vgl. „Einfluss der Faserstrukturhöhe“ im vorangehenden Unterabschnitt) – mit der Zunahme von  $\delta_{FS}$  ein starker Anstieg von  $\alpha_m$  bis zum Erreichen eines Grenzwerts  $\delta_{FSG}$  erkennen, der hier bei  $\delta_{FSG} = 1 \text{ mm}$  vorliegt. Auch zeigen die Messergebnisse bei Atmosphärendruck die Ausbildung eines Maximums für  $\alpha_m$ . Abweichend zu den Ergebnissen von Zaripov et al. [209] bleibt  $\alpha_m$  ab  $\delta_{FS} \geq 2 \text{ mm}$  allerdings konstant, was auf die Betrachtung unterschiedlicher Porositäten ( $\varepsilon = 0,84$  versus  $\varepsilon = 0,6$ ) zurückgeführt werden könnte. Die maßgebliche Erkenntnis dieser Studie ist jedoch, dass die Ausbildung eines klar erkennbaren Maximums für  $\alpha_m$  ausschließlich bei Systemdrücken  $\geq 500 \text{ mbar}$  auftritt und dass dessen Ausprägung mit fallendem Systemdruck abnimmt. So bleibt  $\alpha_m$  mit der Steigerung von  $\delta_{FS}$  bei dem niedrigsten Systemdruck von 100 mbar bereits ab dem Grenzwert  $\delta_{FSG} = 1 \text{ mm}$  konstant, während dies bei den höheren Drücken erst ab einer Fa-

---

serstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  von 2 mm der Fall ist. Die Autoren schlussfolgern daraus, dass der Systemdruckeinfluss auf  $\alpha_m$  bei der Faserstrukturhöhe von  $\delta_{FS} = 1$  mm maximal sei. Die Hintergründe für dieses Verhalten werden allerdings nicht diskutiert.

Auf Grundlage dieser Messergebnisse geben Semena et al. [161] eine Korrelation an, die im Rahmen dieser Arbeit zum Literaturvergleich herangezogen und in Abschnitt 3.4.6 vorgestellt wird.

Abweichend zu den vorangehenden Ergebnissen geben Poniewski und Wójcik [128] für den Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens auf Grundlage ihrer Messergebnisse an 13 verschiedenen Faserstrukturen an, dass die Reduzierung des Systemdrucks von Atmosphärendruck auf 300 mbar keinen signifikanten Einfluss auf  $\alpha_m$  hätte. Dies würde neben den Versuchen mit dem Arbeitsmittel Wasser ebenfalls anhand von Untersuchungen mit Ethanol bestätigt werden. Die Reduzierung des Systemdrucks hätte lediglich eine Verringerung der maximalen kritischen Wärmestromdichte zur Folge. Die Messungen wurden dabei an Faserstrukturen mit identischem Faserdurchmesser  $d_F$  und identischer Faserlänge  $l_F$  durchgeführt, wie sie in der Studie von Semena et al. [161] vorlagen, d. h.  $d_F = 50 \mu\text{m}$  sowie  $l_F = 3 \text{ mm}$ . Messergebnisse einer Faserstruktur mit der Porosität von  $\varepsilon = 0,7$  und einer Faserstrukturhöhe von  $\delta_{FS} = 2 \text{ mm}$  sowie einem effektiven Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  von  $D_{P,eff} = 70,5 \mu\text{m}$  werden für das Arbeitsmittel Wasser gezeigt. Die zugeführten Wärmestromdichten lagen zwischen  $\dot{q} = 3 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  und  $\dot{q} = 1 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ .

Für den Fall der Kapillarfütterung liegen keine Aussagen vor.

### **Einfluss des Kontaktwiderstands zwischen Faserstruktur und ihrem Grundträger**

Neben den zuvor genannten Einflussfaktoren wird sowohl im Fall der vollständigen Flutung als auch im Fall der Kapillarfütterung auf die Notwendigkeit der Berücksichtigung des thermischen Kontaktwiderstands  $R_K$  zwischen der Faserstruktur und ihrem Grundträger verwiesen (vgl. Zaripov et al. [209] bzw. Semena et al. [163]).

So zeigen Messungen von Zaripov et al. [209] für den vollständig gefluteten Fall, bei denen die Faserstruktur zum einen auf dem Probengrundträger aufgedrückt und zum anderen aufgesintert wurde, eine deutliche Differenz im mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$ . Bei niedrigen Wärmestromdichten  $\dot{q} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  geben sie für ihre Messungen an fest aufgedrückten Faserstrukturen eine Verbesserung von  $\alpha_m$  um den Faktor 1,1 – 1,5 im Vergleich zu identischen Faserstrukturen, die auf dem Grundträger aufgesintert wurden, an. Bei  $\dot{q} \geq 5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  wurde hingegen eine Abnahme von  $\alpha_m$  um den Faktor 1,5 – 4 beobachtet. Semena et al. [163] beobachteten bei äquivalenten Messungen im Fall der Kapillarfütterung ausschließlich eine Verbesserung von  $\alpha_m$ , wenn die Faserstrukturen aufgesintert wurden. Für die Verbesserung von  $\alpha_m$  geben sie im Bereich niedriger Wärmestromdichten ( $\dot{q} \leq 5 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ ) Verbesserungsfaktoren zwischen 1,2 – 1,5 im Vergleich zur fest aufgedrückten Variante an. Bei  $\dot{q} \geq 10 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$  läge die Zunahme von  $\alpha_m$  zwischen Faktor 2 – 3. Außerdem verweisen sie auf eine Veränderung des Siedeprozesses, wonach es im Fall der aufgedrückten Faserstruktur ausschließlich an der Verbindungsstelle zwischen der Faserstruktur und dem Grundträger zum Blasensieden gekommen sei. Der Kontaktwiderstand  $R_K$  wird bei der festen Anpressung der Faserstruktur in beiden Studien mit  $R_K = (20 - 100) \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$  angegeben und variiert je nach Anpresskraft. Bei der aufgesinterten Faserstruktur läge er nach Zaripov et al. [209] bei etwa  $0 \text{ m}^2 \cdot \text{K/W}$ .

Die Vernachlässigung des Kontaktwiderstands wird nach Zaripov et al. [209] und Semena et al. [163] als eine mögliche Ursache für die häufig anzutreffenden erheblichen Unterschiede zwischen experimentellen Ergebnissen verschiedener Autoren angesehen.

---

### 3.4.6 Korrelationen zur Berechnung des Wärmeübergangs beim Blasensieden

---

In diesem Abschnitt werden Korrelationen für den Fall des voll ausgebildeten Blasensiedens vorgestellt. Sie wurden basierend auf der vorangehenden Literaturrecherche (vgl. Abschnitt 3.4.5) ausgewählt und werden für den Literaturabgleich im Ergebnisteil der Arbeit herangezogen. Dies sind für den Fall der Kapillarfütterung und den Fall der vollständigen Faserstrukturflutung konkret diejenigen, die in Kostornov et al. [86] angegeben werden und für den Fall der vollständigen Faserstrukturflutung die Korrelation von Semena et al. [161]. Die Korrelationen wurden am Metall-Forschungsinstitut der Nationalen Akademie der Wissenschaften der Ukraine entwickelt.

Auf abweichende Korrelationen von Semena et al. [163] für den Fall der Kapillarfütterung und Zaripov et al. [209] für den Fall der vollständigen Strukturflutung – die ebenfalls aus demselben Forschungsinstitut hervorgehen und mit großer Sicherheit einen Teil der Datenbasis von Kostornov et al. [86] darstellen – sei verwiesen. Die in ihren Korrelation berücksichtigten Größen bzw. Ausdrücke weichen etwas ab. So wird der effektive Porendurchmesser  $D_{p,eff}$  beispielsweise in keiner dieser Korrelationen berücksichtigt und sie beinhalten die effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$  anstelle der Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{skl}$ . Die Erkenntnisse zum Trendverhalten der dort berücksichtigten Größen auf  $\alpha_m$  wurden im vorangehenden Abschnitt behandelt. Hier wird davon ausgegangen, dass die wesentlichen Einflüsse innerhalb der Korrelationen des neueren Beitrags von Kostornov et al. [86] erfasst werden. Fehlende Angaben im Originalbeitrag wurden nach einer Rückfrage beim Co-Autor korrigiert (vgl. [164]). Außerdem sei auf die Korrelation von Poniewski und Wójcik [128] für den Fall der vollständigen Flutung verwiesen. Da die Autoren jedoch keinen Systemdruckeinfluss beobachten, erscheint sie nicht zielführend (vgl. Abschnitt 3.4.5).

Die drei im Folgenden vorgestellten Korrelationen wurden anhand der Messdaten der Autoren überprüft. Danach sind sämtliche darin enthaltene Größen nach dem SI-Einheitensystem einzusetzen und die Stoffdaten beim Sättigungszustand der Siedelinie zu wählen. Am Ende dieses Abschnitts werden ihre Ergebnisse bezüglich der Erfassung des Systemdruckeinflusses verglichen.

#### Kapillarfütterung

Für den Fall der Kapillarfütterung geben Kostornov et al. [86] folgende Korrelation an:

$$\alpha_m = C \cdot \dot{q}^{0,6} \cdot \delta_{FS}^m \cdot \lambda_{skl}^{0,25} \cdot \left( \frac{1 - \varepsilon_{max}}{1 - \varepsilon} \right)^{0,15} \cdot D_{p,eff}^{0,1} \cdot \left( \frac{\lambda_F^2}{\nu_F \cdot \sigma \cdot T_{Sat}} \right)^{0,333} \quad (3.24)$$

Sowohl der Parameter  $C$  als auch der Exponent  $m$  hängen dabei von der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  ab. Für  $\delta_{FS}$  zwischen  $0,4 \leq \delta_{FS} \leq 1,3$  mm beträgt  $C = 200$  und  $m = 0,65$ . Für  $\delta_{FS}$  zwischen  $1,3 \leq \delta_{FS} \leq 9$  mm beträgt  $C = 0,5$  und  $m = -0,2$ . Die Gültigkeitsbereiche ergeben sich entsprechend der untersuchten Faserstrukturen wie folgt: Faserstrukturhöhen  $\delta_{FS}$  zwischen 0,4 und 9 mm, thermische Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{skl}$  zwischen 0,05 und 70 W/(Km), Porosität  $\varepsilon$  zwischen 0,4 und 0,95, effektive Porendurchmesser  $D_{p,eff}$  zwischen 20 und 230  $\mu$ m. Die Korrelation ist für einen Druckbereich zwischen 200 mbar und Atmosphärendruck unterhalb der kritischen Wärmestromdichte gültig. Ihre Unsicherheit ist mit  $\pm 10$  bis 15 % angegeben [86]. Die in Gleichung (3.24) enthaltene maximale Porosität  $\varepsilon_{max}$  ist nach Gleichung (3.2) und  $\lambda_{skl}$  nach Gleichung (3.4) – mit  $\lambda_F = 0$  W/(m K) – zu berechnen. Die Korrelation (3.24) wurde vermutlich anhand von Messdaten für Faserstrukturen gewonnen, deren Durchmesser 35 mm entsprach (vgl. [163]). Der Durchmesser der Kapillarstruktur für die Arbeitsmittelzufuhr entsprach demnach 105 mm (vgl. Abbildung 3.1). Der Durchmesser der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Metallfaserstrukturen liegt zum Vergleich bei 40 mm.



## Vollständige Flutung

Für den Fall der vollständigen Faserstrukturflutung geben Kostornov et al. [86] die Korrelation

$$\alpha_m = C \cdot \dot{q}^n \cdot \delta_{FS} \cdot \lambda_{skl}^{0,6} \cdot \left( \frac{1 - \varepsilon_{max}}{1 - \varepsilon} \right)^{0,5} \cdot D_{p,eff}^{0,15} \cdot \left( \frac{\lambda_F^2}{\nu_F \cdot \sigma \cdot T_{Sat}} \right)^{0,333} \quad (3.25)$$

an. Der Parameter  $C$  ist hier abweichend zum Fall der Kapillarfütterung konstant mit einem Wert von  $C = 20000$  gegeben. Der Exponent  $n$  hängt analog zu Gleichung (3.24) von der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  ab. Für  $\delta_{FS}$  zwischen  $0,2 \leq \delta_{FS} \leq 0,8$  mm wird er mit  $n = 0,15 \cdot \delta_{FS}^{-0,14}$  und für  $\delta_{FS}$  zwischen  $0,8 \leq \delta_{FS} \leq 10$  mm mit  $n = 0,0535 \cdot \delta_{FS}^{-0,28}$  angegeben. Die Gültigkeitsbereiche weichen in einigen Faserparametern nur geringfügig von denen der Gleichung (3.24) ab. Sie werden nach den Autoren wie folgt angegeben: Faserstrukturhöhen  $\delta_{FS}$  zwischen 0,2 und 10 mm, thermische Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{skl}$  zwischen 0,1 und 70 W/(Km), Porosität  $\varepsilon$  zwischen 0,4 und 0,90, effektive Porendurchmesser  $D_{p,eff}$  zwischen 20 und 230  $\mu\text{m}$ . Die Gültigkeit des Druckbereichs und der Wärmestromdichte sowie die Unsicherheit entsprechen der der Kapillarfütterung. Die maximale Porosität  $\varepsilon_{max}$  sowie die thermische Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{skl}$  sind analog dazu zu bestimmen. Die Korrelation (3.25) wurde vermutlich auf Grundlage von Messdaten für Faserstrukturen entwickelt, deren Durchmesser 30 mm entsprach (vgl. [209]).

Die in Semena et al. [161] angegebene Korrelation basiert auf Untersuchungen speziell für den Bereich niedriger Drücke (vgl. „Arbeitsmittel- und Systemdruckeinfluss“ in Abschnitt 3.4.5) und ist entsprechend dem untersuchten Druckbereich zwischen 100 mbar und Atmosphärendruck gültig. Für die untersuchten Metallfaserstrukturen eines Parametersatzes, bestehend aus einer Porosität  $\varepsilon = 0,84$ , einem Faserdurchmesser  $d_F = 50 \mu\text{m}$ , einer Faserlänge  $l_F = 3$  mm und einem effektiven Porendurchmesser  $D_{p,eff} = 105 \mu\text{m}$ , wird die Korrelation

$$\alpha_m = C \cdot \dot{q}^n \cdot \delta_{FS}^m \cdot p^l \quad (3.26)$$

angegeben. Nach Semena et al. [161] deutet Gleichung (3.26) auf einen komplexen und mehrdeutigen Einfluss des Drucks  $p$  auf  $\alpha_m$  hin. Sowohl der darin enthaltene Parameter  $C$  als auch die Exponenten  $n$ ,  $m$  und  $l$  hängen von der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  ab. Während der Exponent  $n$  nach der Gleichung

$$n = 2,8 \cdot \delta_{FS}^{-0,12} \cdot p^{-0,25} \quad (3.27)$$

eine Funktion der Faserstrukturhöhe  $\delta_{FS}$  und des Drucks  $p$  darstellt, sind die anderen Größen analog der Korrelation (3.25) in Bereiche der Faserstrukturhöhe unterteilt. Für Faserstrukturhöhen zwischen  $0,1 \leq \delta_{FS} \leq 1$  mm sind der Parameter  $C = 1,17 \cdot 10^4$  sowie der Exponent  $l = 0,28$  konstant und der Exponent  $m = 6,8 \cdot p^{-0,17}$  eine Funktion des Drucks  $p$ . Für größere Faserstrukturhöhen zwischen  $1 \leq \delta_{FS} \leq 10$  mm sind die Zahlenwerte entsprechend  $C = 1,58$ ,  $l = 0,7$  und der Exponent  $m = 7,6 \cdot p^{-0,26}$ . Die Überprüfung der Gleichung hat diese Angaben bestätigt. Auf eine falsche Angabe in Poniewski und Thome [127] zum Parameter  $C$  mit  $C = 1,58 \cdot 10^4$  sei verwiesen.

Wie der Vergleich der Korrelationen (3.26) und (3.25) zeigt, liegt bei der Korrelation von Semena et al. [161] keine Abhängigkeit von den thermophysikalischen und physikalischen Eigenschaften des Arbeitsmittels vor. Der Druck  $p$  ist der maßgebliche Einflussfaktor. Die Messungen wurden ebenfalls anhand von Metallfasern durchgeführt, deren Faserstrukturdurchmesser 30 mm entsprach. Die Autoren geben an, dass diese Korrelation 95 % der Messdaten mit einer Unsicherheit von  $\pm 35$  % wiedergeben würde (vgl. [161]).



## Gegenüberstellung der Ergebnisse

In Abbildung 3.12 sind die Ergebnisse der in den vorangehenden Unterabschnitten vorgestellten Korrelationen unter Vernachlässigung ihrer Gültigkeitsgrenzen im Hinblick auf die Erfassung des Systemdruckeinflusses für das Arbeitsmittel Wasser miteinander verglichen. Das Ziel besteht speziell in der Analyse, wie sensibel die Korrelationen auf veränderte Systemdruckannahmen reagieren. Variiert werden die Drücke 10 mbar, 100 mbar und Atmosphärendruck. In allen Fällen ist ein einheitlicher Faserparametersatz entsprechend der Angaben von Semena et al. [161] zugrundegelegt. Danach wurde die Porosität mit  $\varepsilon = 0,84$ , die Faserstrukturhöhe mit  $\delta_{FS} = 3$  mm, der Faserdurchmesser mit  $d_F = 50$   $\mu\text{m}$ , die Faserlänge mit  $l_F = 3$  mm, der effektive Porendurchmesser mit  $D_{P,\text{eff}} = 105$   $\mu\text{m}$ , die Wärmeleitfähigkeit des Metallfasermaterials mit  $\lambda_m = 395$  W/(K m) gewählt und für die Korrelationen notwendige Eingangsgrößen entsprechend berechnet. Die relevanten Stoffdaten wurden den Dampftafeln [192] entnommen und die Darstellungsweise der Ergebnisse, d. h.  $\dot{q}$  versus  $\Delta T$ , entspricht derjenigen, wie sie im Ergebnisteil der Arbeit gezeigt wird.  $\dot{q}$  ist entsprechend den dort erreichten Maximalwerten angepasst (vgl. Kapitel 7).

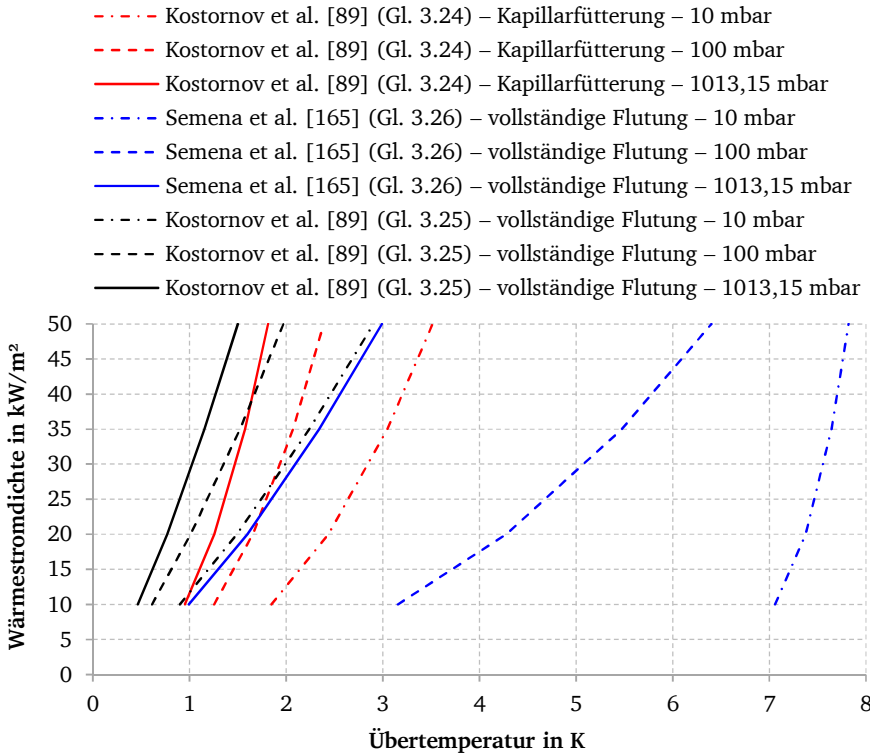


Abbildung 3.12: Gegenüberstellungen der Korrelationen für Metallfaserstrukturen.

Wie der Vergleich zeigt, wird der aus der Literatur bekannte Effekt, d. h. dass die Abnahme von  $\alpha_m$  ( $\alpha_m = \dot{q}/\Delta T$ ) mit der Reduzierung des Drucks einhergeht, in allen Fällen korrekt erfasst. Die Druckvariation macht sich allerdings viel deutlicher in der Korrelation von Semena et al. [161] für den Fall der vollständigen Flutung bemerkbar.  $\Delta T$  variiert dabei maximal um 6 K, bei Kostornov et al. [86] hingegen nur um maximal 1,5 K. Außerdem lässt der Vergleich dieser Korrelationen bereits deutliche Differenzen zwischen den Ergebnissen bei Atmosphärendruck erkennen. Sie liegen ebenfalls bei maximal 1,5 K. Merkwürdig erscheinen die unterschiedlichen Kurvensteigungen der Korrelation von Semena et al. [161]. Sie decken sich mit den Aussagen der Autoren zum komplexen und mehrdeutigen Druckeinfluss. Auch geht der etwas schlechtere Wärmeübergang im Fall der Kapillarfütterung hervor (vgl. Abschnitt 3.4.1), der Kurvenverlauf ist hingegen steiler.

Ob sich die Korrelationen mit den Messergebnissen dieser Arbeit decken, wird Kapitel 7 zeigen.

### 3.5 Vergleichende Untersuchung zum Sieden an einem Metallschwamm bei Teilflutung

Für den Literaturvergleich wird in dieser Arbeit neben den Korrelationen zu den Metallfaserstrukturen (vgl. Abschnitt 3.4.6) auf eine Korrelation von Choon et al. [27] für den Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens zurückgegriffen. Choon et al. [27] untersuchten das Blasensieden an einem hochporösen quaderförmigen Kupferschwamm mit dem Arbeitsmittel Wasser bei einem Systemdruck von 18 mbar. Die Porosität des Schwamms betrug  $\varepsilon = 0,95$ , die Länge und Breite 52 mm, die Höhe 32 mm und die Porenverteilung 50 Poren pro Inch. Der Schwamm wurde, abweichend zu den Untersuchungen an den Metallfaserstrukturen (vgl. Unterkapitel 3.1), teilgeflutet vermessen und der Siedefall wird entsprechend als „Teilflutung“ bezeichnet. Er entspricht einem Großteil der Messungen dieser Arbeit und ist in Abbildung 3.13 skizziert.

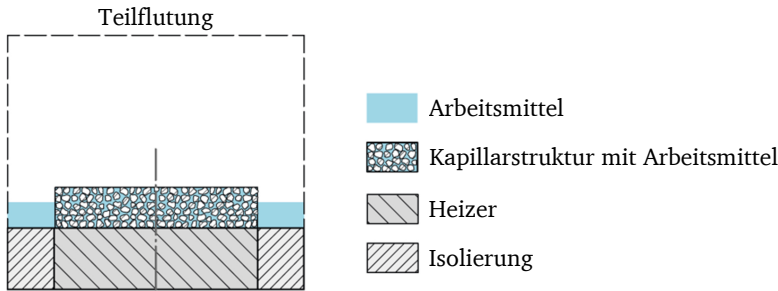


Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Teilflutung nach den Untersuchungen von Choon et al. [27].

Dieser Siedefall unterscheidet sich vom Fall der Kapillarflutung (vgl. Abbildung 3.1) darin, dass die Probe im unteren Bereich vollständig mit dem Arbeitsmittel geflutet ist und der obere Bereich aus dem Arbeitsmittelbad herausragt. Die Arbeitsmittelzufuhr erfolgt über den gefluteten Bereich.

Basierend auf der Korrelation von Rohsenow [137] geben Choon et al. [27] zur Berechnung der Übertemperatur  $\Delta T$  folgende Korrelation an:

$$\Delta T = \left( \frac{C_{sf} \cdot \Delta h_V \cdot Pr}{c_{p,F}} \right) \cdot \left( \frac{\dot{q}}{\eta_F \cdot \Delta h_V} \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_F - \rho_D)}} \right)^n \cdot \left( \frac{p}{p_{Atm}} \right)^m \cdot \left( \frac{A_A}{A_{Basis}} \right)^a \quad (3.28)$$

Die ersten beiden Terme stellen dabei die Korrelation von Rohsenow [137] dar, wobei die Paarung Fluid/Oberflächenwerkstoff sowie die Oberflächenbeschaffenheit in der Konstante  $C_{sf}$  berücksichtigt wird. Bzgl. einer Übersicht zu Zahlenwerten sei auf Carey [22] verwiesen. Die restlichen Ausdrücke und Größen beschreiben – neben dem Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte  $\dot{q}$  und der Erdbeschleunigung  $g$  – den Einfluss der Arbeitsmitteleigenschaften. Dies sind die Verdampfungsenthalpie  $\Delta h_V$ , die Prandtl-Zahl  $Pr$ , die spezifische isobare Wärmekapazität des flüssigen Arbeitsmittels  $c_{p,F}$ , die dynamische Viskosität der Flüssigkeit  $\eta_F$ , die Oberflächenspannung  $\sigma$  sowie die Dichte des flüssigen Arbeitsmittels  $\rho_F$  und des Dampfes  $\rho_D$ . Die letzten beiden Terme repräsentieren die Erweiterung der Korrelation von Rohsenow [137] durch Choon et al. [27]. Der erste der beiden Terme berücksichtigt den Druckeinfluss als Quotient aus angestrebtem Systemdruck  $p$  und dem Atmosphärendruck  $p_{Atm}$  – ähnlich wie bei der Korrelation von Gorenflo (vgl. Abschnitt 0) – und der letzte Term die Flächenvergrößerung durch die poröse Struktur. Dabei ist die Annahme zugrundegelegt, dass die äußere Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  vollständig mit dem Arbeitsmittel benetzt wird, d. h. der gesamte Flächenanteil zwischen Arbeitsmittel und poröser Struktur wird hier berücksichtigt. Choon et al. [27] geben in ihren Untersuchungen für dieses Verhältnis einen Zahlenwert von 60 an, die Berechnung von  $A_A$  für den untersuchten Kupferschwamm ist allerdings unklar.

---

Für die Exponenten und Konstanten werden folgende Werte angegeben:  $C_{sf} = 0,0132$ ,  $n = 0,33$ ,  $m = 0,293$  und  $a = -0,0984$ . Nach Auskunft der Autoren ist die Korrelation in einem Druckbereich von 18 bis 100 mbar anwendbar. Die Stoffdaten sind nach dem SI-Einheitensystem einzusetzen.

Eine Überprüfung der Korrelation (3.28) analog zu den Metalfaserkorrelationen (vgl. Abschnitt 3.4.6) zeigte, dass der Systemdruckeinfluss ebenfalls korrekt erfasst wird. Die Korrelation von Choon et al. [27] wird in Abschnitt 7.4.2 zum Vergleich mit den Messdaten herangezogen.

---

## 4 Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse und offene Fragestellungen

---

Die wichtigsten Erkenntnisse, die in den vorangehenden Kapiteln bei der Erarbeitung der Grundlagen und der Analyse des aktuellen Forschungsstands gewonnen werden konnten, stellen sich wie folgt dar:

- 1) Das Interesse an dem Bau kompakter und effizienter Ad- sowie Absorptionskältemaschinen, die mit dem Arbeitsmittel Wasser arbeiten, ist erst in den letzten Jahren thematisiert worden. Dabei hat sich herausgestellt, dass die Gesamteffizienz des Systems neben dem Ad- bzw. Absorber ebenfalls durch den Verdampfer beeinflusst wird. Hier gilt es die treibende Temperaturdifferenz über den Verdampfer zu minimieren. Die Reduzierung des thermischen Widerstands auf der Außenseite des Verdampfers steht hierbei im Vordergrund, da er den limitierenden Widerstand für den Wärmedurchgang darstellt. Dies ist gleichbedeutend mit der Erhöhung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten.
- 2) Während im Normal- und Überdruckbereich umfangreiche Literatur zur Verdampfung von Wasser existiert, war der Niederdruckbereich bisher kaum Gegenstand von Untersuchungen. Insgesamt sind nur sehr wenige Untersuchungen zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten in dem Druckbereich – der in Ad- sowie Absorptionskältemaschinen durch die Verdampfung bei Systemdrücken zwischen 7,6 mbar und 20,7 mbar gegeben ist – durchgeführt worden. Grundsätzlich lässt sich anhand der überwiegenden Anzahl vorhandener Studien eine Reduzierung des Wärmeübergangs bei der Verringerung des Systemdrucks erkennen. Die Gründe dafür wurden erarbeitet.
- 3) Als Ergebnis neuerer Untersuchungen – die u. a. im Rahmen des SorCool-Projekts gewonnen wurden – haben sich Siedekonzepte, bei denen die Verdampfung durch die Ausnutzung des Kapillareffekts aus dünnen Arbeitsmittelfilmen erfolgt, als vielversprechende Möglichkeit zur Steigerung der Verdampfungsleistung unter den am Verdampfer vorliegenden Übertemperaturen erwiesen. Die erreichbaren mittleren Wärmeübergangskoeffizienten liegen hier im Bereich derer, wie sie bei der Fallfilmverdampfung vorliegen. Der wesentliche Vorteil dieser Konzepte besteht im Vergleich zum Fallfilmkonzept jedoch darin, dass sie ohne Arbeitsmittelpumpe auskommen. Somit wird die Systemeffizienz nicht nachteilig beeinflusst.
- 4) Die Erschließung des Regimes des Blasensiedens – als bekannte Möglichkeit zur Steigerung des Wärmeübergangs – wurde erst im Rahmen des SorCool-Projekts in Betracht gezogen. Aus der Analyse der vorgegebenen Systembedingungen und vorhandener Studien zum Sieden von Wasser im Bereich niederer Drücke hat sich gezeigt, dass der Bereich des Blasensiedens durch die Verwendung unstrukturierter Oberflächen bei den vorliegenden Betriebsdrücken nicht möglich ist. Hierzu müssten Übertemperaturen im Bereich zwischen  $\Delta T \approx 20 - 30$  K aufgebracht werden. Tatsächlich liegen an der Verdampferoberfläche in Ad- oder Absorptionskältemaschinen jedoch nur Übertemperaturen von höchstens 7 K vor. Durch den Einsatz von Siedeverstärkern, wie rechteckige Nadel- oder Finnenstrukturen sowie Metallfaserstrukturen, ist der Bereich des Blasensiedens hingegen erreichbar.
- 5) Metallfaserstrukturen stellen möglicherweise eine vielversprechende Ausführungsform zur Steigerung des Wärmeübergangs dar, da mit ihnen sowohl der Kapillareffekt mit der Verdampfung des Arbeitsmittels aus dünnen Filmen und Mikrozonengebieten ausgenutzt als auch der Bereich des Blasensiedens erschlossen werden kann. Letzteres geht aus Voruntersuchungen hervor. Insgesamt wurden drei mögliche Betriebsweisen identifiziert. Dies sind die Betriebsweise der Kapillarfütterung, der vollständigen Flutung und der Teilflutung.
- 6) Umfassende Untersuchungen an Metallfaserstrukturen liegen jedoch ausschließlich für die Betriebsweisen der Kapillarfütterung und der vollständigen Flutung vor. Sie wurden haupt-

---

sächlich bei Atmosphärendruck und nur für einzelne geschlossene Faserstrukturzylinder durchgeführt. Mehrere Faserstrukturzylinder wurden bisher nicht untersucht. Der niedrigste bekannte untersuchte Systemdruck einer Einzelstudie lag bei 100 mbar. Die Messungen beziehen sich auf die Betriebsweise der vollständigen Flutung. Der für die Arbeit relevante Druckbereich wird lediglich durch eine Einzelstudie an einem Kupferschwamm im teilgefluteten Fall berührt. Die Messungen erfolgten bei einem Systemdruck von 18 mbar.

- 7) Auf die Existenz zahlreicher Modellvorstellungen zur Beschreibung des zweiphasigen Wärme- und Stofftransports in porösen Strukturen sei lediglich verwiesen. Sie wurden ausschließlich für spezielle Arten von porösen Strukturen entwickelt sowie verifiziert. Die Einflussfaktoren auf den Wärmeübergang gehen daraus zwar hervor, allerdings ist die Interaktion sämtlicher Einflussgrößen untereinander – analog zum Sieden an unstrukturierten Oberflächen – derzeit nicht vollständig geklärt und folglich auch keine geschlossene Theorie vorhanden. Außerdem haben Forschungsarbeiten zu den Faktoren, die den Wärmeübergang von metallischen Kurzfasern im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens beeinflussen, gezeigt, dass sich die verschiedenen Einflussgrößen – vor allem die der Faserstrukturparameter – teilweise gegenseitig beeinflussen. Die Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  erfolgt daher vor allem beim Blasensieden grundsätzlich immer noch basierend auf empirischen oder halbempirischen Methoden in Form von Korrelationen.
- 8) Korrelationen zur Berechnung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens liegen sowohl für die Metallfaserstrukturen als auch den Kupferschwamm vor. Ihre Anwendbarkeit wurde jedoch in keiner der darauf folgenden Studien überprüft. Eine Gegenüberstellung der Korrelationen für Metallfaserstrukturen hat zwar gezeigt, dass der Druckeinfluss korrekt erfasst wird. Dabei wird allerdings auch ersichtlich, dass bereits deutliche Differenzen in den bestimmten Zahlenwerten selbst für identisch betrachtete Fälle in deren angegebenem Gültigkeitsbereich auftreten. Auch ist ungewiss, ob sich die Korrelation, die die Messdaten des Kupferschwamms gut wiedergibt, für Metallfasern anwenden lässt.
- 9) Es existieren Berechnungsgleichungen zur Bestimmung von  $\alpha_m$  im Fall der Kapillarfütterung und den Bereich ohne Blasenbildung, doch wurde ihre Anwendbarkeit auf den hier relevanten Druckbereich bisher ebenfalls in keiner Vergleichsstudie überprüft. In diesem Zusammenhang ist man sich grundsätzlich darüber einig, dass die Freilegung von Mikrozonen unmittelbar an der Oberfläche eine Verbesserung des Wärmeübergangs hervorruft und der weitere Rückzug des Arbeitsmittelfilms in die Faserstruktur – beim Erreichen der Kapillarkraftgrenze – diesen reduziert. Eindimensionale Rechenansätze, speziell für den im Rahmen dieser Arbeit interessierenden Fall der Mikrozonoverdampfung, waren allerdings nicht auffindbar. Außerdem lässt sich die Abhängigkeit geometrischer Parameter aus vorhandenen Studien nicht exakt ableiten. Eine numerische Behandlung wäre hierfür notwendig. Aus einer Abschätzrechnung ging ferner hervor, dass das Erreichen der Kapillarkraftgrenze im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen dieser Arbeit nicht zu erwarten ist.
- 10) Beim Einsatz von Metallfaserstrukturen sind mögliche Hystereseeffekte zu beachten. Diese können bei der Initiierung des Blasensiedens (Keimbildungshysterese) und bei höheren Wärmestromdichten auftreten. Letztere sind im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der geringen zugeführten Wärmestromdichten nicht zu erwarten. Da der Blasenabreißdurchmesser bei der Reduzierung des Drucks anhand der Beobachtungen an Glattproben jedoch deutlich ansteigt, kann ihr Auftreten im Vorfeld allerdings auch nicht ausgeschlossen werden.
- 11) Was die Initiierung des Blasensiedens betrifft, liefern ausschließlich direkt mit Metallfaserstrukturen in Verbindung gebrachte Berechnungsgleichungen plausible Ergebnisse im re-

---

levanten Druckbereich dieser Arbeit. Messergebnisse zum Vergleich liegen ebenfalls nicht vor.

- 12) Zum Einfluss des Füllniveaus auf  $\alpha_m$  liegen für Glattproben und poröse Strukturen nur sehr wenige einzelne und für Metallfaserstrukturen überhaupt keine Studien vor. Hier werden sowohl positive als auch negative Effekte auf den Wärmeübergang beobachtet. Auch lässt sich dieser Effekt aus vorhandenen Berechnungskorrelationen zur Bestimmung des Wärmeübergangs im Bereich des Blasensiedens nicht eindeutig ableiten. Lediglich die Berechnungsgleichungen für die Bestimmung des Wärmeübergangs durch freie Konvektion in geschlossenen Fluidschichten lässt auf einen positiven Effekt bei sehr geringen Füllhöhen schließen. Wie der Einfluss verschiedener Füllhöhen der Flüssigkeit in den Berechnungsvorschriften nach Gorenflo [50] zu erfassen ist, ist in diesem Zusammenhang jedoch unklar.
- 13) Das Benetzungsverhalten der Heizfläche ist für sämtliche Siederegionen von großer Bedeutung. Der Einfluss auf den Siedekennlinienverlauf und damit  $\alpha_m$  scheint allerdings nicht eindeutig geklärt. Dies betrifft speziell das hydrophobe Benetzungsverhalten. Während der Wachstumsprozess beim hydrophilen Benetzungsverhalten auf unstrukturierten Oberflächen definitiv mit einer Ablösung der Blase einhergeht, ist nach neueren Untersuchungen unklar, ob es überhaupt zum Abriss der Blasen kommt. Für  $\alpha_m$  werden demnach sowohl bessere als auch schlechtere Ergebnisse beobachtet. Was das hydrophile Benetzungsverhalten betrifft, deuten neuere Untersuchungen auf Maximalwerte für  $\alpha_m$  bei statischen Benetzungswinkeln nahe  $\theta_s = 0^\circ$  oder  $\theta_s = 90^\circ$  sowie auf die Existenz eines lokalen Minimums in dem Bereich dazwischen hin. Diese Ergebnisse wurden anhand weiterer Studien allerdings noch nicht bestätigt, sodass derzeit kein eindeutiges Trendverhalten angegeben werden kann. Um den Kapillareffekt ausnutzen zu können, ist jedoch ein hydrophiles Benetzungsverhalten der Oberfläche notwendig. Da durch die Oxidation von Metalloberflächen typischerweise eine Verbesserung der Benetzung hervorgerufen wird, werden die im Rahmen der Arbeit untersuchten Metallfaserstrukturen voroxidiert.

Wie aus dieser Zusammenfassung hervorgeht, wurden bis auf eigene Voruntersuchungen bisher überhaupt keine Studien zur Analyse des Potenzials von Metallfaserstrukturen im Hinblick auf die Verbesserung des Wärmeübergangs im vorliegenden Druckbereich in Ad- sowie Absorptionskältemaschinen durchgeführt. Im Rahmen dieser Arbeit soll daher zum einen untersucht werden, wie sich die geometrischen Faserstrukturparameter (Faserdurchmesser, Porosität und Faserstrukturhöhe), die Anzahl der Faserstrukturzylinder, der Systemdruck in diesem Druckbereich sowie die Veränderung des Füllniveaus auf die Initiierung des Blasensiedens und den weiteren Verlauf der Siedekennlinie (bei maximalen Wärmestromdichten bis zu  $\dot{q} = 42,5 \text{ kW/m}^2$ ) auswirken, ob ein Siedeverzug zu erwarten ist und welchen Einfluss der Oxidationsgrad auf das Messergebnis hat. Zum anderen soll das Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung unter Berücksichtigung der Faserstrukturhöhe und des Durchmessers bzw. der Anzahl der Faserstrukturzylinder untersucht werden. Die vorhandenen Berechnungskorrelationen zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten werden dabei im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit überprüft. Die konkreten Versuchsziele werden in Abschnitt 5.2.3 der Arbeit vorgestellt.



## 5 Versuchsaufbau und untersuchte Proben

Der Versuchsaufbau sowie das Mess- und Siedebehälterkonzept entstanden auf Grundlage mehrerer Arbeiten, die im Rahmen des SorCool-Projekts (vgl. Unterkapitel 1.1) durchgeführt wurden. Die Planung und der grundlegende Aufbau gehen auf die Diplomarbeit von Weber [195] zurück und orientierten sich an Arbeiten aus der Literatur (vgl. [98; 96; 16; 60; 48; 12; 21; 99]), die ausgewertet und für die spezifischen Betriebsbedingungen modifiziert wurden. Der Versuchsaufbau sowie das Mess- und Siedebehälterkonzept wurden im Laufe der Zeit auf Grundlage der gewonnenen Erkenntnisse weiterer (Vor-)Arbeiten (vgl. [62; 143; 116; 196]) sowie in Zusammenarbeit mit Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Stephan kontinuierlich optimiert und für die finalen und selbständig durchgeführten Messungen dieser Arbeit sowie die zu vermessenden Strukturen und Betriebsführungen angepasst. Ein Teil der Beschreibung und der Ergebnisse wurde bereits in Witte et al. [200] gezeigt.

In diesem Kapitel werden zunächst der finale Versuchsaufbau und das Siedebehälterkonzept unter der Angabe der verwendeten Mess- bzw. Versuchstechnik vorgestellt. Daran anknüpfend werden die untersuchten Proben und Probenkonzepte, der Herstellungsprozess der Metalfaserstrukturen, eine Übersicht der charakteristischen Probenparameter und die Versuchsziele sowie die Bestimmung der Porendurchmesser- und Porengrößenverteilung nach dem Verfahren der Quecksilberporosimetrie gezeigt. Anschließend werden das verwendete Arbeitsmittel und die Durchführung der Versuche beschrieben.

Die detaillierte Beschreibung des Messkonzepts zur Bestimmung der charakteristischen Größen der Siedekennlinien und die dabei zu erwartenden Messunsicherheiten erfolgen in dem darauf folgenden Kapitel. Verschiedene Aufbauvarianten und wichtige Messergebnisse, die hierzu geführt haben, können dem SorCool-Abschlussbericht entnommen werden (vgl. Anlage 8.1.1 in [200]).

### 5.1 Beschreibung von Versuchsaufbau und -technik

Die Betriebsbedingungen für die Vermessung der Siedekennlinien ergeben sich durch die Prozessbedingungen von Adsorptionskältemaschinen, wie sie in Unterkapitel 1.2 vorgestellt wurden. Der Betriebsdruck des Versuchsaufbaus wird entsprechend für einen Bereich zwischen 7 und 23 mbar Absolutdruck (Grobvakuum) ausgelegt. Dies entspricht Verdampfungstemperaturen von Wasser als Reinstoff zwischen 1,9 °C und 19,7 °C. Der Betriebsdruck ist während der Messungen konstant zu halten, was eine geringe Leckagerate und die Steuerung des rückkondensierenden Arbeitsmittels erforderlich macht. Tabelle 5.1 gibt eine Übersicht über die Anforderungen, die an den Versuchsaufbau gestellt wurden.

Tabelle 5.1: Anforderungen an den Versuchsaufbau.

| Nr. | Anforderung  |
|-----|--|
| 1   | Aufzeichnung von Siedekennlinien für Wasser als Arbeitsmittel bei Betriebsdrücken zwischen 7 und 23 mbar (Grobvakuum)                            |
| 2   | Gute Beobachtungsmöglichkeit von Siedebehälter, Arbeitsmittelzufuhr, Probe und Siederegime, ohne das Messergebnis zu beeinflussen                |
| 3   | Vermeidung von Kontaminationen während der Messung (z. B. Ölnebeleintrag durch die Vakuumpumpe) und des Probenwechsels                           |
| 4   | Vermeidung von Korrosion innerhalb des Systems durch den Einsatz geeigneter Materialien  |
| 5   | Minimierung von Wärmeverlusten und -einträgen aus der Umgebung in den Siedebehälter  |
| 6   | Minimierung des Fremdgaseintrags durch geringe Leckageraten (maximal $5 \times 10^{-4}$ mbar x l/s) und Möglichkeit zur Absaugung von Fremdgasen |
| 7   | Regelung der zugeführten Leistung des Heizers zur Aufzeichnung stationärer Messwerte und zur möglichen Bestimmung von Siedehysteresen            |
| 8   | Steuerung des Siededrucks in einem engen Druckbereich (zwischen $\pm 0,01$ mbar)   |
| 9   | Möglichkeit zur Entgasung des Arbeitsmittels innerhalb des Systems bei Temperaturen bis 80 °C  |
| 10  | Variation des Füllniveaus/Realisierung minimaler Füllniveaus (Untersuchung des Kapillareffekts) bei minimalem Impulseintrag                      |
| 11  | Zuverlässige und variierbare Zufuhr des Arbeitsmittels auf Sättigungstemperatur  |
| 12  | Minimierung von Messunsicherheiten, die durch das Siedebehälterkonzept hervorgerufen werden können (z. B. Flüssigkeitsleck im Siedebehälter)     |
| 13  | Möglichkeit zur Kalibrierung der relevanten Sensoren, um die Messunsicherheit gering zu halten   |
| 14  | Monitoring des Siederegimes und Datenerfassung von Sättigungsdruck, Temperatur und zugeführtem Wärmestrom (bis 50 kW/m <sup>2</sup> )            |

Die Anforderungen und deren Hintergründe sowie die Umsetzung gehen aus den folgenden Beschreibungen hervor. Dabei werden zunächst der allgemeine Versuchsaufbau und seine Funktionsweise sowie die verwendeten Anlagenkomponenten anhand des Hydraulikplans erläutert. Anschließend folgen ergänzende Bilder und Angaben zur Versuchstechnik bis hin zur Vorstellung des Siedebehälterkonzepts innerhalb der Vakuumkammer.

In Abbildung 5.1 ist der Hydraulikplan des Versuchsaufbaus dargestellt. Die einzelnen Komponenten werden im Folgenden anhand des Probeneinbaus beschrieben.

Zu Beginn ist die Vakuumkammer (11), innerhalb der in Abbildung 5.1 das Siedebehälterkonzept im gefluteten Fall der Probe angedeutet ist, zur Atmosphäre hin geöffnet. Sämtliche Ventile zwischen Vakuumkammer (11) und Kondensator (7) sind geschlossen.

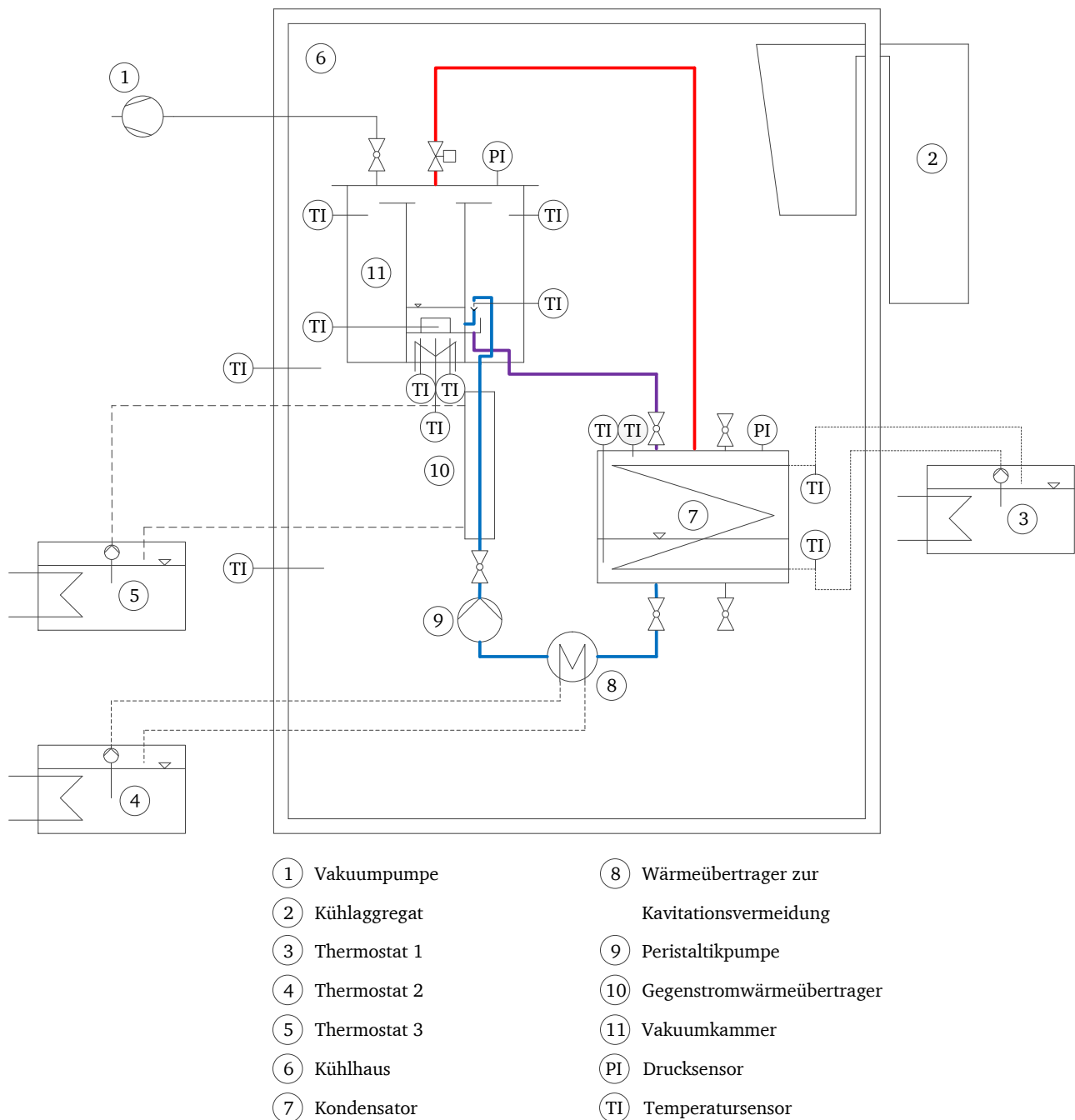


Abbildung 5.1: Hydraulikplan des Versuchsaufbaus.

---

Eine der zuvor in einem Ofen unter Gasabzug getrockneten Proben (vgl. Unterkapitel 5.2) wird innerhalb der Vakuumkammer (11) auf dem Heizer montiert (vgl. Abbildung 5.4 und Abbildung 6.2). Nach dem Aufsetzen des Vakuumkammerdeckels wird die Vakuumkammer (11) über die Vakuumpumpe (1) bis zu einem Enddruck von mindestens 0,3 mbar evakuiert. Nach Erreichen des Enddrucks wird die Vakuumkammer (11) von der Vakuumpumpe (1) getrennt.

Nun werden die Ventile zwischen der Vakuumkammer (11) und dem Kondensator (7) geöffnet und das Arbeitsmittel durch die Aktivierung der Peristaltikpumpe (9) vom Kondensator (7) zur Vakuumkammer (11) gefördert (vgl. blau eingefärbte Linie). Dabei werden zwei Wärmeübertrager passiert. Der Wärmeübertrager zur Kavitationsvermeidung (8) wird durch das Thermostat 2 (4) mit einer Temperatur von 0,5 °C durchströmt – er wird für die kontinuierliche Arbeitsmittelförderung benötigt. Der Gegenstromwärmeübertrager (10) stellt sicher, dass das Arbeitsmittel beim Eintritt in die Vakuumkammer (11) auf Sättigungstemperatur zugeführt wird. Die Temperatur wird dabei über das Thermostat 3 (5) vorgegeben.

Nachdem das Arbeitsmittel in der Vakuumkammer angekommen ist und sich ein konstantes Füllniveau im Siedebehälter eingestellt hat (vgl. Abbildung 5.3), wird das Arbeitsmittel durch die Temperaturerhöhung des Heizers (Leistungsregelung) verdampft. Der Wasserdampf strömt nun über die Rohrleitung von der Vakuumkammer (11) zum Kondensator (7), wo er wieder verflüssigt wird (vgl. rot eingefärbte Linie). Das Arbeitsmittel wird stets im Überfluss zugeführt und der nicht verdampfende Teil fließt zum Kondensator zurück (vgl. violett eingefärbte Linie).

Der Systemdruck wird über den Kondensator (7) vorgegeben, welcher durch das Thermostat 1 (3) geregelt und über den am Deckel der Vakuumkammer (11) angebrachten Drucksensor gemessen wird. Mit steigender Verdampfungsleistung innerhalb der Vakuumkammer wird die Temperatur kontinuierlich gesenkt, um einen konstanten Systemdruck zu halten. Die Anzeige- und damit Temperaturentauung des Thermostats 1 (3) beträgt  $\pm 0,01$  K und gestattet daher eine feinere Systemdruckregelung als es beispielsweise mit dem Thermostat 3 (5) (Auflösung  $\pm 0,1$  K) möglich wäre.

Die Versuchsaufbaukomponenten 7 bis 11 befinden sich innerhalb des Kühlhauses (6). Die Kühlhaustemperatur wird über das Kühlaggregat (2) auf die zum Sättigungsdruck gehörende Sättigungstemperatur geregelt. Hierdurch wird der Wärmeeintrag von der Umgebung und damit eine Verfälschung der Messergebnisse verhindert.

In Tabelle 5.2 sind die wichtigsten technischen Spezifikationen der zuvor erwähnten Komponenten zusammengetragen. Die Temperaturfühler sind dabei nicht aufgeführt. Hier handelt es sich in allen Fällen um Mantelwiderstandstemperaturfühler (PT-100) in Vierleiterausführung, die vor der Durchführung der Messungen kalibriert werden. Zur Bestimmung des Siedekennlinienverlaufs werden ausschließlich die Sensoren in der Vakuumkammer (11) herangezogen. Dies wird in Unterkapitel 6.2 detailliert beschrieben.

Tabelle 5.2: Spezifikation der Anlagenkomponenten.

| Position | Hersteller         | Bezeichnung                                   | Spezifikation  |
|----------|--------------------|---|--|
| 1        | Pfeiffer Vacuum    | Duo 5 M<br>(Vakuumpumpe mit Scrollverdichter) | Nennsaugvermögen: 5,5 m³/h<br>Pumpleistung: 0,37 kW<br>Enddruck ohne Gasballast: 0,005 mbar<br>Enddruck mit Gasballast: 0,02 mbar<br>Versorgungsspannung: 220 V<br>Anschlussnennweite: DN 16 ISO-KF<br>Max. zulässige Betriebstemperatur: +80 °C   |
| 2        | CIBIN s.r.l        | LAIKA EL 04123N (Kühlaggregat)                | Kühlhaustemperatur: –2 °C bis +10 °C (+15 °C nach Verstellung)<br>Kälteleistung: 754 W bei 0 °C und Raumtemperatur<br>Versorgungsspannung: 230 V<br>Kältemittel: R-404A  |
| 3        | MedingLab          | Thermostat K22 C20                            | Arbeitstemperaturbereich: –20 °C bis +120 °C<br>Temperaturkonstanz: +/–0,02 K (bei 70 °C im Wasser)<br>Badvolumen: 10 l<br>Kälteleistung bei +20 °C: 780 W<br>Kälteleistung bei 0 °C: 450 W<br>Kälteleistung bei –10 °C: 250 W<br>Heizleistung: 1,8 kW<br>Regelart: PID<br>Pumpleistung: 25 l/min (0,5 bar)<br>Anzeige- und damit Temperaturlösung: 0,1 K<br>Schnittstelle: RS 232<br>Versorgungsspannung: 220 V |
| 4        | Lauda              | Thermostat RK 8KP                             | Arbeitstemperaturbereich: –45 °C bis +200 °C<br>Temperaturkonstanz: +/–0,02 K (bei –10 °C im Bad)<br>Badvolumen: 8 l<br>Kälteleistung bei +20 °C: 800 W<br>Kälteleistung bei 0 °C: 700 W<br>Kälteleistung bei –30 °C: 400 W<br>Heizleistung: 2 kW<br>Regelart: PID<br>Pumpleistung: 24 l/min (0,5 bar)<br>Anzeige- und damit Temperaturlösung: 0,01 K<br>Schnittstelle: RS 232<br>Versorgungsspannung: 220 V     |
| 5        | Lauda              | Thermostat RK20 KP                            | Arbeitstemperaturbereich: –45 °C bis +200 °C<br>Temperaturkonstanz: +/–0,02 K (bei –10 °C im Bad)<br>Badvolumen: 18 l<br>Kälteleistung bei +20 °C: 800 W<br>Kälteleistung bei 0 °C: 700 W<br>Kälteleistung bei –30 °C: 400 W<br>Heizleistung: 2 kW<br>Regelart: PID<br>Pumpleistung: 24 l/min (0,5 bar)<br>Anzeige- und damit Temperaturlösung: 0,01 K<br>Schnittstelle: RS 232<br>Versorgungsspannung: 220 V    |
| 6        | Tam Europe limited | Z 1812 (Kühnhaus bzw.-zelle)                  | Abmessungen: 1,20 m x 1,20 m x 2,00 m (B x T x H)<br>Wandstärke: 75 mm   |
| 7        | WÄTAS GmbH         | Kondensator                                   | Leistung: 5,57 kW<br>Abmessungen: 380 mm x 296 mm x 90 mm (L x H x T)<br>Material: Edelstahl V4A   |
| 8        | ISE                | Wärmeübertrager zur Kavitationsvermeidung     | –  |
| 9        | HiTec Zang GmbH    | Peristaltik-Dosierpumpe                       | Förderbereich: 0,01 bis 200 U/min (Bei Förderkopf 400B1)<br>Stabilität Förderung: < 1 %<br>Auflösung Sollwert<br>– RS232: 0,01 U/min<br>– 4 bis 20 mA: 0,2 %<br>– 0 bis 5 V: 0,1 %<br>Betriebsspannung: 230 V<br>Betriebstemperatur: 0 °C bis 50 °C, keine Betauung  |
| 10       | ISE                | Gegenstromwärmeübertrager                     | –  |
| 11       | VACOM GmbH         | Vakuunkammer                                  | Material: DIN 1.4404<br>Abmessungen: 350 mm x 313,9 mm (D x H)   |

Für die Messdatenaufzeichnung und die Steuerung des Versuchsaufbaus wird das grafische Programmiersystem LabVIEW vom Hersteller National Instruments eingesetzt. Dieses Programm ermöglicht eine direkte Darstellung der Messwerte in Diagrammen bei gleichzeitiger Aufzeichnung der Messergebnisse in Tabellenform.

Abbildung 5.2 zeigt ein Bild der Außenansicht des Versuchsaufbaus. Dabei sind die wichtigsten Komponenten kenntlich gemacht. Die Steuerung und Messdatenerfassung erfolgen über einen Personal Computer, der mit einem Datenlogger (Agilent Data Acquisition/Switch Unit) des Herstellers Agilent Technologies verbunden ist. Der Datenlogger ist mit zwei Messkarten bestückt, an denen die relevanten Druck- und Temperatursensoren angeschlossen sind. Eine weitere Multifunktionskarte dient zur Ansteuerung des Ventils zwischen der Vakuumkammer und dem Kondensator (vgl. Abbildung 5.1). Die Thermostatterperatur und die Heizerleistung (Leistungsgenerator) werden über serielle Schnittstellen des Personal Computers angesteuert.

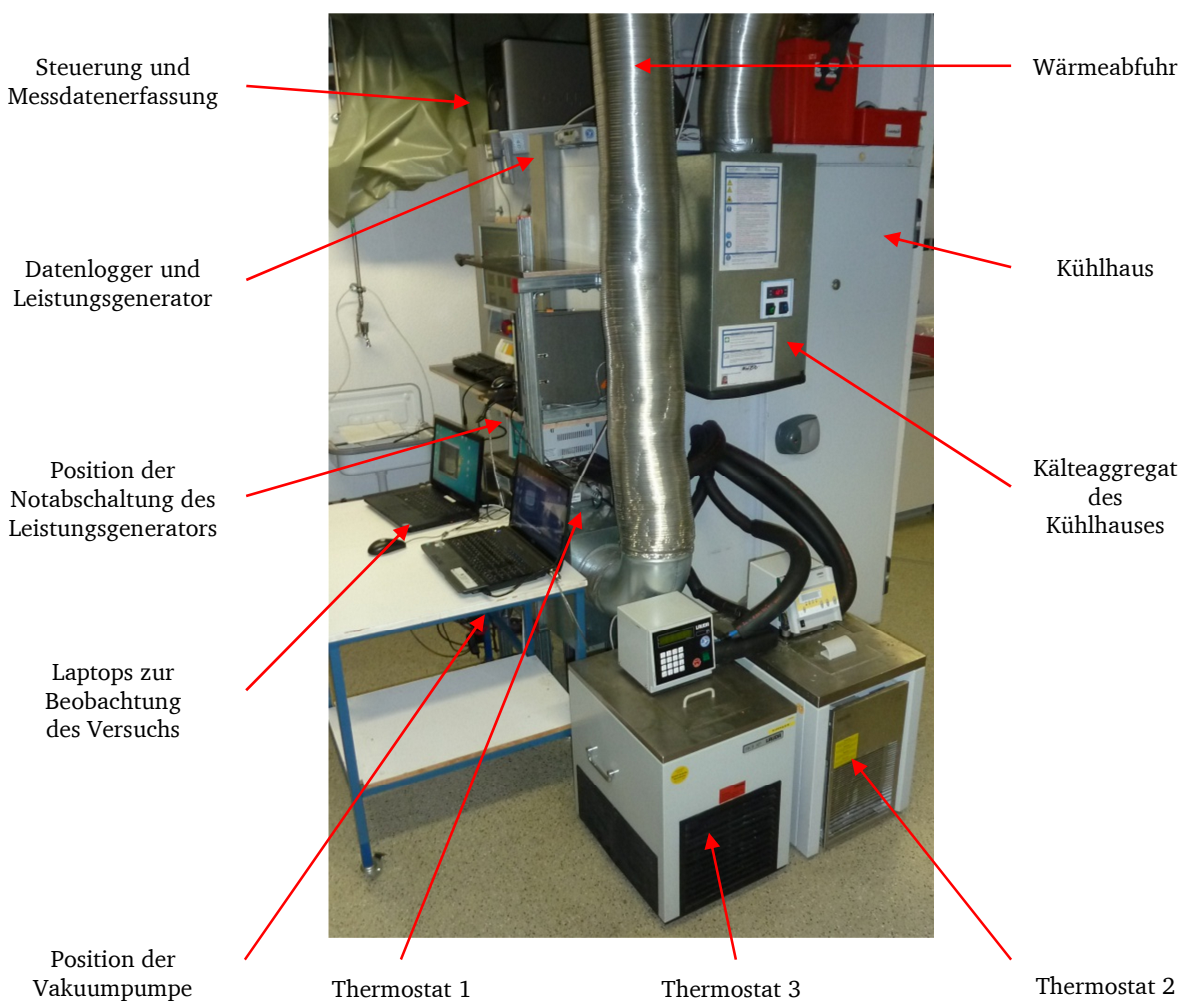


Abbildung 5.2: Außenansicht des Versuchsaufbaus.

Im vorderen Bereich von Abbildung 5.2 sind ferner die Thermostate 3 (5) und 2 (4) zu erkennen und die Position von Thermostat 1 (3) angedeutet (vgl. Abbildung 5.1). Die Wärmeenergie der Thermostate und des Kälteaggregates des Kühlhauses wird über die Klimatisierung des Labors abgesaugt (vgl. Wärmeabfuhr). Im Hintergrund ist das Kühlhaus mit der Tür auf der rechten Seite zu erkennen. Darüber hinaus sind die beiden Laptops zur Beobachtung des Versuchs sowie die Positionen der Vakuumpumpe und der Notabschaltung des Leistungsgenerators gezeigt. Letztere setzt bei einer Heizertemperaturüberschreitung von 120 °C ein.

Die Beobachtung der Versuche erweist sich im Hinblick auf die Fehlerminimierung während der Messungen als zwingend erforderlich. Daher wird jeweils eine HD-Kamera auf der Vorder- und Rückseite der sich im Kühlhaus befindenden Vakuumkammer an den dort angebrachten Schaugläsern installiert. Da das Kühlhaus nicht geöffnet werden muss, lässt sich eine Beeinflussung der Messergebnisse durch den Wärmeeintrag von außen in das Kühlhaus und somit in den Versuchsaufbau vermeiden. Darüber hinaus werden Erschütterungen, die das Ergebnis ebenfalls beeinflussen können (erzwungene Konvektion), ausgeschlossen. Außerdem kann eine ungewollte Veränderung des Füllniveaus – z. B. durch eine mögliche Leckage zwischen dem Siedebehälter und der Probe oder das Versagen der Arbeitsmittelzufuhr – frühzeitig erkannt werden. Dies würde zum sofortigen Abbruch der Messung führen.

Zusätzlich werden die Beobachtungen des Siedevorganges – speziell zur Analyse des Füllniveaus – über eine am vorderen Schauglas der Vakuumkammer installierte Webcam durchgeführt.

Sämtliche der im Kühlhaus positionierten Komponenten des Versuchsaufbaus wie Vakuumkammer, Kondensator, Rohr- sowie Wellschlauchverbindungen (vgl. Abbildung 5.1) sind zusätzlich isoliert, um die Schwankungen der Temperatur im Kühlhaus aufgrund der Taktung des Kühlaggregates zu dämpfen. Die Beleuchtung zur Beobachtung der Versuche ist ferner auf eine möglichst geringe Wärmeentwicklung ausgelegt. Sie besteht daher aus LEDs.

Das Siedebehälterkonzept ist in Abbildung 5.3 durch zwei CAD-Zeichnungen anhand einer vollständig gefluteten Probe gezeigt. Die wichtigsten Komponenten sind dabei in der rechten Darstellung markiert. Auf die Darstellung der Zugfedern, die jeweils an einer der vier Nuten an der Anpressplatte angreifen (vgl. rechter Bildausschnitt), wurde der Übersichtlichkeit halber verzichtet.

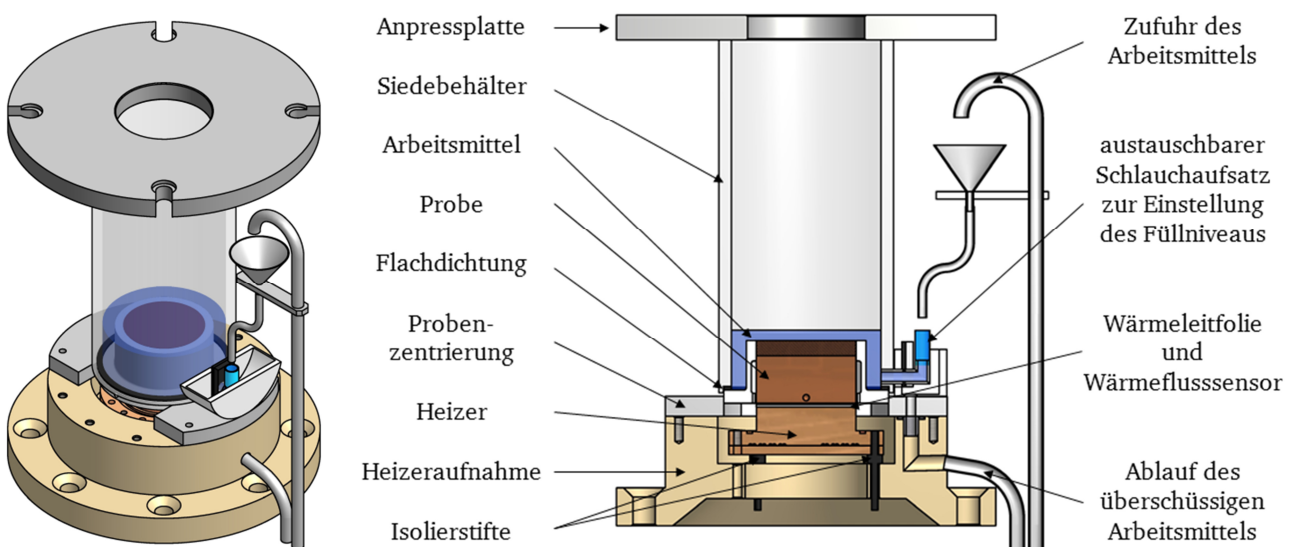


Abbildung 5.3: Siedebehälterkonzept innerhalb der Vakuumkammer (links) und Schnittdarstellung zur Beschreibung der wichtigsten Komponenten und der Arbeitsmittelzufuhr (rechts).

Das Arbeitsmittel wird oberhalb der Probe (vgl. auch Abbildung 5.1) durch ein extern am Siedebehälter angebrachtes Rohr mit Schlauchaufsatz zugeführt, welches nach dem Prinzip der kommunizierenden Röhren arbeitet. Dadurch und durch die hochgezogene Ausführungsform der Probe können unter Zuhilfenahme verschieden hoher Schlauchaufsätze Füllstände realisiert werden, bei denen die Probe gerade noch benetzt wird. Auch ist eine Einstellung bis knapp unterhalb der Anpressplatte theoretisch möglich. Arbeitsmittel, das nicht verdampft wird, läuft über den Schlauchaufsatz hinweg in den Ablauf ohne dabei das Füllniveau zu verändern.



Die Heizeraufnahme, mit welcher der Heizer in die Vakuumkammer eingebunden und befestigt ist, ist ein aus Tecapeek gefertigter Grundträger mit einer Temperaturbeständigkeit von etwa 150 °C. Der Heizer ist mit drei Isolierstiften aus Edelstahl auf ihm angebracht. Der Siedebehälter besteht aus Polymethylmethacrylat. Über ihn wird die Probe mittels der vier an der Anpressplatte (Edelstahl) angreifenden Zugfedern fest auf den Heizer gedrückt. Eine Flachdichtung aus Viton zwischen dem Siedebehälter und der Probe stellt dabei sicher, dass kein Arbeitsmittel an der Kontaktfläche hinausläuft. Die Probenzentrierung gewährleistet die mittige Positionierung der Probe auf dem Heizer.

Zwischen Heizer und Probe befinden sich eine Wärmeleitfolie, die eine gleichmäßige luftspaltfreie Anpressung gewährleistet, und ein Wärmeflussensor zur Bestimmung des in die Probe hineinfließenden Wärmestroms. Das Ausgangssignal des Wärmeflussensors (Hersteller Captec Entreprise) ist eine Spannung. Der Wärmeflussensor ist mit einer hitzebeständigen Klebefolie auf dem Heizer aufgeklebt, wie anhand der linken Darstellung in Abbildung 5.4 hervorgeht.

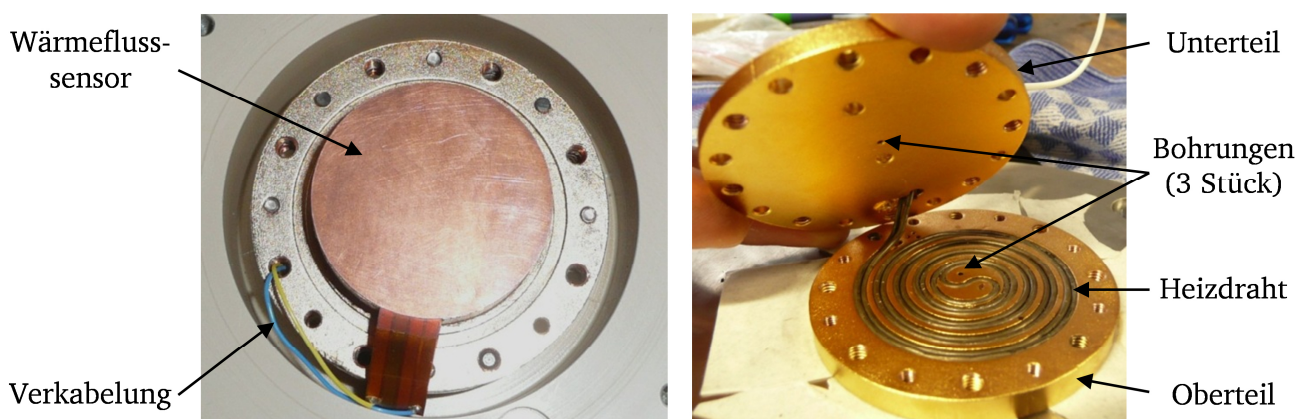


Abbildung 5.4: Heizer mit Wärmestromsensor (links) und Aufbau des Heizers (rechts).

Die rechte Darstellung in Abbildung 5.4 zeigt den Aufbau des Heizers. Er besteht insgesamt aus drei Teilen: Oberteil, spiralförmiger Heizdraht und Unterteil. Im Oberteil ist das Negativ des Heizdrahtes eingefräst, um eine homogene Aufheizung zu gewährleisten. Als Heizdraht kommt ein Widerstandsheizer mit einer maximalen Leistungsaufnahme von 140 Watt zum Einsatz. Zwischen dem Heizdraht befinden sich drei Bohrungen, in denen die Temperaturfühler zur Messung der Heizertemperatur positioniert werden. Um Korrosion an dem aus Elektrolytkupfer gefertigtem Ober- und Unterteil zu vermeiden, sind beide Teile mit einer 1 µm dicken Goldschicht galvanisch beschichtet.

Der zusammengefügte Kupferblock besitzt eine Gesamthöhe von 20 mm und hat mit nahezu 400 Gramm ausreichend Masse, um homogene Siedezustände zu verwirklichen. Untersuchungen von Blum [16] haben ergeben, dass zur Vermeidung inhomogener Siedezustände auf der Heizfläche bereits Heizerdicken von 1 mm bei der Verwendung von Kupfer ausreichen. Die homogene Temperaturverteilung der Heizfläche wurde mit einer Thermokamera überprüft bzw. nachgewiesen.

## 5.2 Proben und Probenkonzepte

In diesem Unterkapitel werden zunächst die untersuchten Proben und Probenkonzepte bzw. die für die Messungen verwendeten Behelfskomponenten vorgestellt und der Herstellungsprozess der metallischen Kurzfasernetze beschrieben. Anschließend werden die Ergebnisse aus Quecksilberporosimetriemessungen präsentiert, die probenspezifischen Versuchsziele genannt und die charakteristischen Probenparameter in einer Übersichtstabelle zusammengefasst.

## 5.2.1 Grundsätzlicher Probenaufbau und Behelfskomponenten

Die Proben bestehen aus einem Grundträger mit Isolierung und der Faserstruktur, die auf dem Grundträger aufgelötet ist. Die einzelnen Proben unterscheiden sich in ihrer Oberflächencharakteristik und dem konzeptionellen Aufbau.

Der vollständige Probenaufbau besteht in seiner Grundaufführung aus insgesamt vier Einzelkomponenten, die in Abbildung 5.5 jeweils in einer Schnitt- und einer Isometrieansicht dargestellt sind. Dies sind der Grundträger (2), die Lötfolie (3), die Faserstruktur (4) und die Probenisolierung (1).

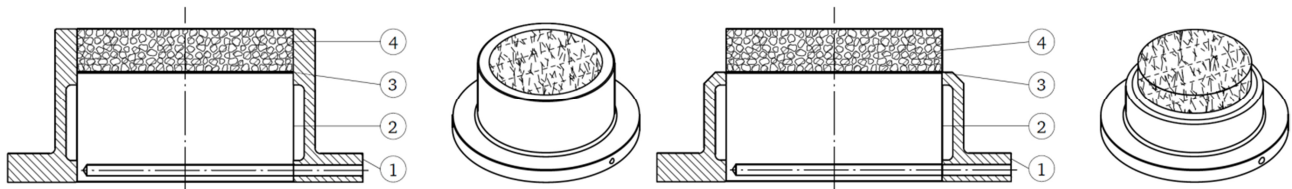


Abbildung 5.5: Vollständiger Probenaufbau in der Grundaufführung für die Versuche zum Blasensieden (links) und zur kapillar unterstützten Verdampfung (rechts).

Der Grundträger hat einen Durchmesser von 40 mm und eine Höhe von 20 mm. Er besteht aus Elektrolytkupfer mit einem Kupfermassenanteil von mindestens 99,9 % und einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{\text{Cu-ETP}} = 394 \text{ W/(K m)}$ . Die Höhe des Grundträgers wurde aus zwei Gründen gewählt. Zum einen, um das Arbeitsmittel zur Realisierung niedriger Füllniveaus von unten zuführen zu können (vgl. Abbildung 5.3) und zum anderen, um die Temperaturmessung innerhalb der Probe zu ermöglichen, die in Kombination mit der Messung des Wärmestroms eine geringe Messunsicherheit bei der Wandtemperaturbestimmung ermöglicht. Im unteren Bereich ist die Bohrung für den Temperaturfühler zu erkennen. Die Bohrungstiefe beträgt 38 mm.

Die einzelnen Faserstrukturen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden, sind mit einer Lötfolie des Herstellers BrazeTec (Umicore Group) auf dem Grundträger aufgelötet. Dies geschieht unter der Schutzgasatmosphäre Argon (5 %) in einem Rohrofen bei Temperaturen bis zu 795 °C. Die Lötfolie (BrazeTec 7200) wird doppellagig aufgetragen und besitzt eine Schichtdicke von 50  $\mu\text{m}$ . Sie besteht zu 72 Gewichtsprozent aus Silber und zu 28 Gewichtsprozent aus Kupfer. Die Gesamtverunreinigungen betragen maximal 0,15 Gewichtsprozent. Durch den hohen Silberanteil, der eine noch besserer Wärmeleitfähigkeit als Kupfer besitzt, wird dabei eine sehr gute Anbindung realisiert. Die Wärmeleitfähigkeit von Silber liegt je nach Literaturquelle bei  $\lambda_{\text{Ag}} = 408 - 429 \text{ W/(K m)}$ .

Die Probenisolierung besteht aus Polypropylen mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{\text{PP}} = 0,22 \text{ W/(K m)}$ . Sie ist speziell mit einer Kammer zum angrenzenden Grundträger – in der sich während der Versuche Wasserdampf befindet – ausgeführt, um die radialen Wärmeverluste entlang der Mantelfläche des Grundträgers der Probe möglichst gering zu halten. Die Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf liegt im Vergleich zum Polypropylen bei  $\lambda_{\text{WD}} = 0,025 \text{ W/(K m)}$ . Die Höhe der Probenisolierung variiert je nach aufgelöteter Faserstruktur und Versuchsziel (vgl. Abschnitt 5.2.3).

Die Probe auf der linken Seite in Abbildung 5.5 zeigt die Ausführung für die Versuche zur Analyse des Einflusses der geometrischen Probenparameter bei vollständiger Strukturflutung. Hierbei ist die Faserstruktur radial bis oben hin durch die Probenisolierung abgedichtet. Die Probe auf der rechten Seite zeigt die Ausführungsformen zur Analyse der kapillar unterstützten Verdampfung. Hier liegt die Faser vollkommen frei und an der Probenisolierung ist zusätzlich eine Fase angebracht, um die Benetzung der Faserstruktur durch das Arbeitsmittel zu verbessern.

In Abbildung 5.6 sind die Schnitt- und Isometrieansichten der Behelfskomponenten dargestellt. Dies sind zum einen die sogenannte radiale Halbisolierung (5), um die radiale Anströmung des Arbeitsmittels im oberen Bereich der Faserstruktur (4) auszuschließen und um Wärmeverluste entlang der Mantelfläche der Faserstruktur zu vermeiden (vgl. linke Darstellung), zum anderen der Aufsatz (8) zur Verhinderung des Blasenaustritts zwischen der Faserstruktur (4) und der Probenisolierung (1) (vgl. rechte Darstellung). Zwischen ihm und der Probe ist zusätzlich ein axialer Dichtring (7) eingesetzt. Vier Madenschrauben (6) gewährleisten ein festes Anliegen des Aufsatzes auf der Probe.

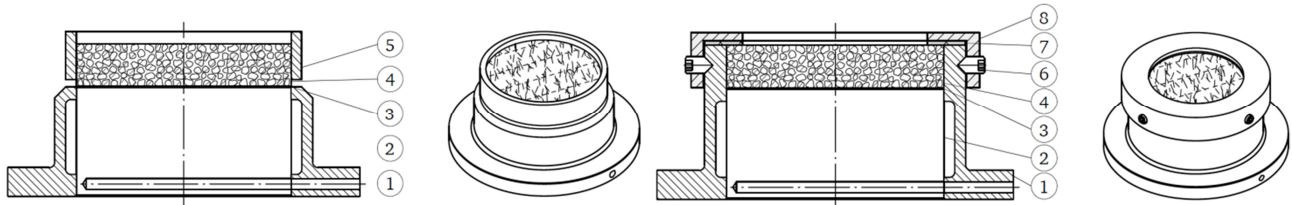


Abbildung 5.6: Vollständiger Probenaufbau mit den Behelfskomponenten radiale Halbisolierung (links) und dem Aufsatz (rechts).

Die radiale Halbisolierung besteht wie die Probenisolierung aus Polypropylen. Der Aufsatz sowie die Madenschrauben sind aus Edelstahl und der axiale Dichtring aus Viton gefertigt.

## 5.2.2 Herstellungsprozess der metallischen Kurzfaserstrukturen

Bei den Faserstrukturen handelt es sich um metallische Kurzfaserstrukturen, die am Fraunhofer Institut für Fertigungstechnik und angewandte Materialforschung (IFAM) in Dresden hergestellt wurden. In Abbildung 5.7 ist auf der linken Seite der Herstellungsprozess, der sogenannte Schmelzextraktionsprozess, dargestellt. Mit diesem Verfahren lassen sich aus fast jedem schmelzbaren Material Kurzfasern und durch weitere Bearbeitungsschritte schließlich Platten, Ringe oder Zylinder herstellen wie das rechte Bild zeigt.



Abbildung 5.7: Schmelzextraktionsprozess (links) und aufgeschüttete Einzelfasern sowie Faserstrukturen (rechts). Quelle: Interne Mitteilung durch das Fraunhofer IFAM aus Dresden.

Zur Herstellung wird in einem Schmelzbad eine wassergekühlte, profilierte Kupferwalze mit Metallschmelze benetzt. Dabei kommt es im Profil der Kupferwalze direkt zur Faserbildung. Durch die mit der Erstarrung einhergehende Volumenreduzierung lösen sich die Fasern von der Walze und werden durch eine Absaugeinrichtung in einem Sammelbehälter aufgefangen. Mit diesem Verfahren können Fasern mit mittleren kreisäquivalenten Durchmesser zwischen  $50 - 250 \mu\text{m}$  und einer Länge zwischen  $3 - 25 \text{ mm}$  erzeugt werden. Die Genauigkeit beträgt dabei ungefähr  $\pm 10 \%$  bzw.  $\pm 15 \%$ . Als Messverfahren zur Bestimmung dieser charakteristischen Längen kommen die Scanner-Analyse und die Metallografie zum Einsatz.

Die hergestellten Fasern werden durch eine spezielle mechanische Verfahrenstechnik homogen abgelegt und zu hochporösen Strukturen mit definierter Porosität auf einem zum Sintern geeigneten Substrat abgelegt und schließlich versintert. Die Porosität kann dabei zwischen 0,5 und 0,95 eingestellt werden. Durch den Versinterungsprozess werden die Fasern an ihren Kontaktstellen vollständig miteinander verbunden. Die Porengröße liegt typischerweise zwischen 10 µm und 250 µm. Sie ist von der Porosität und dem Faserdurchmesser abhängig [7; 8].

### 5.2.3 Charakteristische Probenparameter und Versuchsziele

Basierend auf dem in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Verfahren lassen sich verschiedenartige Faserstrukturzylinder mit unterschiedlichen Parametern herstellen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausgewählt und untersucht werden. In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten charakteristischen Größen der Proben bzw. der Faserstrukturzylinder nach den Herstellerangaben zusammengefasst.

Tabelle 5.3: Probenbezeichnung und charakteristische Größen der metallischen Kurzfasernstrukturen.

| Bezeichnung | $d_F$ | $\varepsilon$ | $\delta_{FSZ}$ | $d_{FSZ}$ | $N_{FSZ}$ | $m_{FSG}$ | $S_{FSG}$ | $A_A$ | $A_{Basis}$ | $A_A/A_{Basis}$ |
|-------------|-------|---------------|----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-------|-------------|-----------------|
| -           | µm    | -             | mm             | mm        | -         | g         | m²/g      | m²    | m²          | -               |
| Probe 1     | 102   | 0,61          | 3,1            | 40        | 1         | 13,45     | 0,0049    | 0,067 | 0,0013      | 54              |
| Probe 2     | 102   | 0,80          | 8,0            | 40        | 1         | 26,61     | 0,0049    | 0,132 | 0,0013      | 105             |
| Probe 3     | 167   | 0,61          | 7,9            | 40        | 1         | 34,35     | 0,0027    | 0,094 | 0,0013      | 75              |
| Probe 4     | 167   | 0,77          | 2,8            | 40        | 1         | 7,20      | 0,0027    | 0,021 | 0,0013      | 17              |
| Probe 5     | 102   | 0,62          | 8,0            | 40        | 1         | 33,90     | 0,0049    | 0,168 | 0,0013      | 133             |
| Probe 6     | 102   | 0,61          | 12,1           | 40        | 1         | 53,79     | 0,0049    | 0,265 | 0,0013      | 211             |
| Probe 7     | 102   | 0,60          | 3,0            | 5         | 19        | 4,13      | 0,0049    | 0,023 | 0,0013      | 19              |
| Probe 8     | 102   | 0,61          | 12,0           | 5         | 19        | 14,76     | 0,0049    | 0,076 | 0,0013      | 60              |
| Probe 9     | 102   | 0,60          | 3,0            | 10        | 7         | 5,97      | 0,0049    | 0,032 | 0,0013      | 26              |
| Probe 10    | 102   | 0,61          | 12,0           | 10        | 7         | 19,78     | 0,0049    | 0,100 | 0,0013      | 79              |
| Probe 1*    | 102   | 0,61          | 3,1            | 40        | 1         | 13,45     | 0,0049    | 0,067 | 0,0013      | 54              |

Sie unterscheiden sich in den geometrischen Faserparametern: Faserdurchmesser  $d_F$ , Porosität  $\varepsilon$ , Höhe des einzelnen Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  sowie seinem Durchmesser  $d_{FSZ}$  und damit der Anzahl der Faserstrukturzylinder auf dem Grundträger  $N_{FSZ}$ . Die Zahlenwerte des Faserdurchmessers  $d_F$  entsprechen dabei dem kreisäquivalenten mittleren Durchmesser, der aus der tatsächlichen Querschnittsfläche der Faser bestimmt wird. Die Faserlänge  $l_F$  liegt im Mittel bei 6,4 mm mit einer Standardabweichung von 0,99 mm. Der Effekt der Kürzung durch den Zuschnitt wird als vernachlässigbar angesehen. Die durch die Faserstrukturen hervorgerufene Vergrößerung der äußeren Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  ist in Bezug zur Basisfläche des Grundträgers  $A_{Basis}$  ebenfalls angegeben. Die Berechnung von  $A_A$  geht aus Gleichung (5.1) hervor.

$$A_A = A_{FSG} - A_{KFSZGT} + A_G = m_{FSG} \cdot S_{FSG} - \frac{\pi \cdot d_{FSZ}^2}{4} \cdot N_{FSZ} + \left( \frac{\pi \cdot d_{GT}^2}{4} - \frac{\pi \cdot d_{FSZ}^2}{4} \cdot N_{FSZ} \right) \quad (5.1)$$

Auf der linken Seite der Gleichung entspricht  $A_{FSG}$  der gesamten Oberfläche der Faserstruktur(en),  $A_{KFSZGT}$  der Kontaktfläche der Faserstrukturzylinder mit dem Grundträger und  $A_G$  der freigelegten Glattfläche. Letztere liegt ausschließlich im Fall mehrerer Faserstrukturzylinder vor (vgl. Abbildung 5.8). Auf der rechten Seite der Gleichung entspricht  $m_{FSG}$  der Gesamtmasse der Faserstruktur(en) auf dem Grundträger,  $S_{FSG}$  der massenbezogenen spezifischen Gesamtoberfläche und  $d_{GT}$  dem Durchmesser des Grundträgers.

Die Zylinder werden nach dem Sintern mit dem Drahterosionsverfahren auf die gewünschte Größe zugeschnitten. Hierdurch wird ein sauberer Schnitt gewährleistet, ohne die Poren an der Trennfläche zu verschließen. Als Werkstoff wird korrosionsbeständiges, niedriglegiertes Kupfer (Wieland-



K88) mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_{K88} = 320 \text{ W/(K m)}$  verwendet, um einer Veränderung des Benetzungsverhaltens der Metallfasern während der Versuche sowie der Lagerung und damit einer möglichen Veränderung des Verlaufs der Siedekennlinie bereits im Vorfeld entgegenzuwirken.

Mit den ersten vier in Tabelle 5.3 aufgelisteten Proben wird das Ziel verfolgt, den Einfluss der geometrischen Faserparameter Faserdurchmesser  $d_F$ , Porosität  $\varepsilon$  und Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  auf die Initiierung des Blasensiedens und den weiteren Verlauf der Siedekennlinie im vollständig gefluteten Fall zu analysieren. Sie sind speziell nach einem Taguchi-Plan, wie er in Klein [78] zur Versuchsplanung beschrieben wird, angefertigt, um die Probenanzahl bei gleichbleibender Aussagekraft von acht auf vier zu reduzieren. Ihr Probenaufbau entspricht der linken Darstellung in Abbildung 5.5. Da erste Versuche einen bevorzugten Blasenaustritt an dem fertigungsbedingten Ringspalt zwischen Faserstruktur und Probenisolierung zeigen, werden die Proben in diesem Bereich zum einen zusätzlich mit einem Heißkleber aus Polyolefin versiegelt, der nahezu die identischen Eigenschaften wie das Polypropylen aufweist. Für die zusätzliche Absicherung der Ergebnisse werden zum anderen Versuche mit dem in der rechten Darstellung von Abbildung 5.6 gezeigten Aufsatz durchgeführt (vgl. Abschnitt 7.1.1).

Die weiteren Proben basieren auf den Faserparametern von Probe 1 und variieren ausschließlich in der Höhe der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$ , ihrem Durchmesser  $d_{FSZ}$  und damit der Anzahl auf dem Grundträger  $N_{FSZ}$ . Die geringfügigen Fertigungsdifferenzen der Porosität  $\varepsilon$  werden dabei als vernachlässigbar angesehen. Folgende Messziele werden mit diesen Proben verfolgt:

Der geometrische Einfluss der Anzahl der Faserstrukturzylinder  $N_{FSZ}$  bzw. der Rondengröße auf die Initiierung des Blasensiedens und den weiteren Verlauf der Siedekennlinie erfolgt anhand der Probe 1\*, Probe 7 und Probe 9. Probe 1\* stellt eine Anpassung der Probe 1 entsprechend der durchgeführten Messungen dar, wobei die Probenisolierung abgedreht ist. Der Probenaufbau von Probe 1\* entspricht dem der rechten Darstellung in Abbildung 5.5. Die Anordnung der Faserstrukturzylinder von Probe 7 und 9 auf dem Probengrundträger und der Abstand zwischen den Faserzylindern geht aus der Draufsicht in Abbildung 5.8 hervor. Die Faserstrukturzylinder von allen drei Proben sind an ihren Mantelflächen offen, d. h. abweichend zu den Proben 1 bis 4 nicht isoliert. Sie sind während des Versuchs ebenfalls vollständig geflutet.

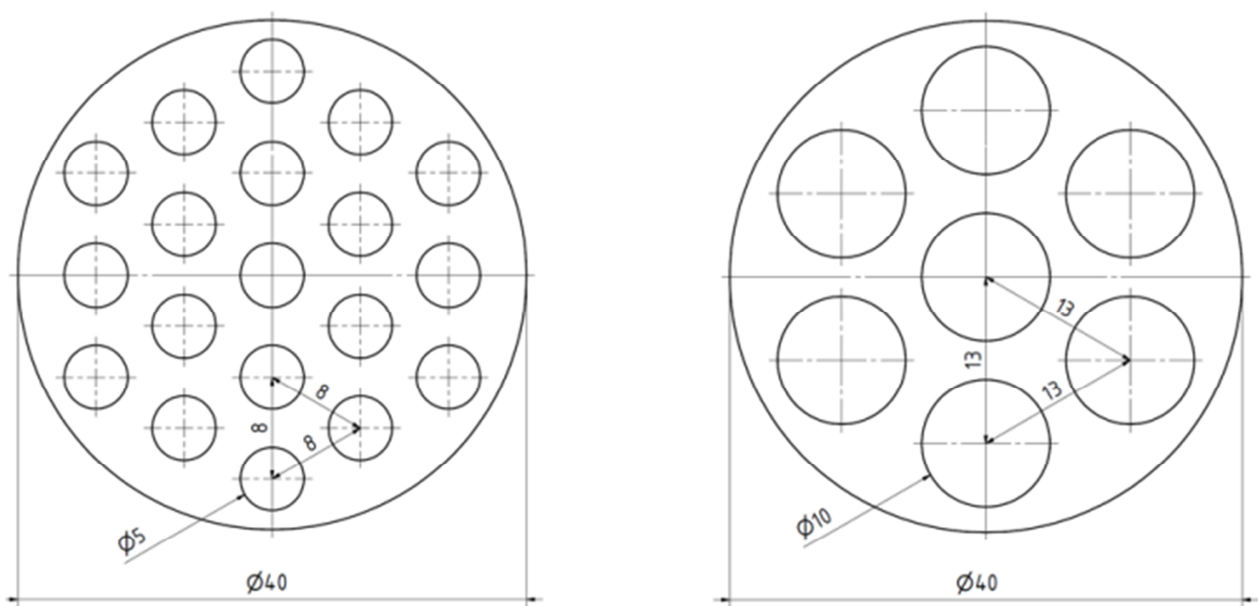


Abbildung 5.8: Draufsicht auf die Proben 7 und 8 (links) bzw. auf die Proben 9 und 10 (rechts).

Das Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung wird nach zwei Kriterien untersucht. Zum einen wird anhand der Probe 1\*, Probe 5 und Probe 6 die Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  nach Gleichung (3.19) in eindimensionaler Richtung für unterschiedliche Höhen der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$  überprüft. Hierzu wird die in Abbildung 5.6 gezeigte radiale Halbisolierung eingesetzt. Das Füllniveau ist ebenfalls teilgeflutet. Zum anderen werden anhand der Proben 5 und 6 mit und ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung (vgl. Abbildung 5.6 und Abbildung 5.5) sowie der Probe 8 und 10 unter Berücksichtigung der Höhe des Faserstrukturzylinders und seines Durchmessers der Einfluss der Oberflächenvergrößerung, die in direktem Kontakt mit dem Dampfraum steht, sowie die Anzahl der Faserstrukturzylinder untersucht.

Anhand der Proben 4 und 9 wird abschließend untersucht, ob ein Siedeverzug (Keimbildungshysterese) zu erwarten ist und wie unterschiedliche Oxidationsgrade das Messergebnis beeinflussen.

Die untereinander verglichenen Proben und der verwendete Probenaufbau wird im Ergebnisteil durch Versuchsbilder verdeutlicht. Außerdem sind sämtliche Faserparameter in der Legende erfasst.

#### 5.2.4 Bestimmung der Porendurchmesserverteilung mittels Quecksilberporosimetrie

Zum Vergleich der in Kapitel 7 gezeigten Messergebnisse mit den vorhandenen Korrelationen zur Bestimmung der Initiierung des Blasensiedens und für den Bereich des vollständig ausgebildeten Blasensiedens (vgl. Abschnitt 3.4.4 und 3.4.6) sind, neben den in der Tabelle 5.3 gezeigten Faserparametern, die Kenntnis des maximalen und des effektiven Porendurchmessers ( $D_{P,max}$  bzw.  $D_{P,eff}$ ) erforderlich. Darüber hinaus ist der effektive Porendurchmesser zur Abschätzung des möglichen Erreichens der Kapillarkraftgrenze notwendig (vgl. Abschnitt 3.3.4).

In diesem Abschnitt werden zunächst das Prinzip der Quecksilberporosimetriemessung erläutert und anschließend die untersuchten Proben und Ergebnisse präsentiert.

##### Grundlagen der Quecksilberporosimetrie

Die Quecksilberporosimetrie ist eine Charakterisierungsmethode zur Untersuchung von Kapillarräumen bzw. Poren. Mit dieser Methode können Informationen über die Porengrößenverteilung, die Porosität, die Rein- und scheinbare Dichte sowie die spezifische Oberfläche einer Probe mit frei zugänglichen Poren bestimmt werden [47].

Das Prinzip der Quecksilberporosimetrie basiert auf der Voraussetzung, dass eine nicht reaktive und nicht benetzende Flüssigkeit ( $\theta_S > 90^\circ$ ) ausschließlich durch das Aufwenden einer Druckkraft in eine Pore eindringt [1; 131]. Durch das Messen des intrudierten Quecksilbervolumens in Abhängigkeit des dafür aufzuwendenden Drucks lässt sich die Porengrößenverteilung bestimmen. Die Druckwerte der Intrusion werden dabei durch die Anwendung der Washburn-Gleichung

$$D_P = \frac{4 \cdot \sigma \cdot \cos \theta_S}{\Delta p} \quad (5.2)$$

direkt in die dazugehörige Porengröße umgewandelt, wobei die Annahme einer zylindrischen Pore zugrundegelegt ist [70; 1; 47; 131]. Wie die Gleichung zeigt sind für die Bestimmung der Porengröße  $D_P$  nach diesem Verfahren neben dem gemessenen Druckinkrement  $\Delta p$ , die Kenntnis der Oberflächenspannung von Quecksilber und der statische Benetzungswinkel zwischen Quecksilber und dem Festkörper erforderlich. Die Porengröße  $D_P$  sinkt mit ansteigendem Druckinkrement  $\Delta p$ .









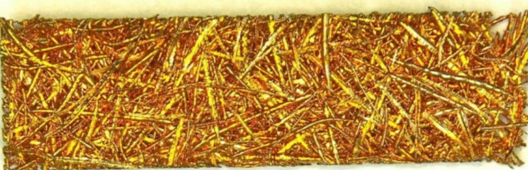

Die im folgenden gezeigten Messungen an Verschnittresten der untersuchten Metallfaserstrukturen wurden mit dem Quecksilber Porosimeter PoreMaster 60 des Herstellers QUANTACHROME GmbH & Co. KG durchgeführt. Dieses Gerät ist für die Messung von Porengrößen  $D_p$  im Bereich zwischen  $1000\text{ }\mu\text{m}$  und  $4,3\text{ }\mu\text{m}$  ausgelegt. Die Messungen erfolgen im niedrigen Druckbereich ( $0,014 - 3,45\text{ bar}$ ), wofür eine Messunsicherheit für  $D_p$  von  $\pm 0,11\%$  und eine Auflösung des Drucks von  $0,052\text{ mbar}$  angegeben werden [132; 131]. Die Auswertung erfolgt mit der Software Poremaster for Windows® 7.01. Dabei werden für die Oberflächenspannung von Quecksilber und den statischen Benetzungswinkel von Quecksilber auf Kupfer nach Neikov et al. [112] Zahlenwerte von  $\sigma_{\text{Hg}} = 485\text{ mN/m}$  bzw.  $\theta_{\text{S,Hg/Cu}} = 116^\circ$  herangezogen.

Aufgrund des signifikanten Einflusses des statischen Benetzungswinkels auf die bestimmte Porengröße (vgl. Gleichung (5.2)) sei bei der Betrachtung des Absolutwerts der Messergebnisse auf eine größere Messunsicherheit für die Bestimmung der Porengröße verwiesen. Die Differenzen der bestimmten Porengrößen untereinander sind hiervon allerdings nicht betroffen.

### Untersuchte Faserstrukturen und Messergebnisse

Tabelle 5.4 zeigt eine Drauf- und Seitenansicht der quaderförmigen Faserzuschnitte, die aus Verschnittresten der in Tabelle 5.3 gezeigten Proben hergestellt sind. Die variierten Faserparameter Faserdurchmesser  $d_f$  und Porosität  $\varepsilon$  der Faser F1 entsprechen dabei denen der Proben 1, 5 bis 10 sowie 1\* und die Fasern F2 bis F4 denen der Proben 2 bis 4.

Tabelle 5.4: Übersichtstabelle mit Auflichtmikroskopbildern der Faserzuschnitte.

| Bezeichnung | Draufsicht  | Seitenansicht  |
|-------------|---|--|
| F1          |  |  |
| F2          |  |  |
| F3          |  |  |
| F4          |  |  |

Die Faserzuschnitte sind ebenfalls mit dem Drahterosionsverfahren zugeschnitten, um ein Zuschmieren – wie es bei einem Dreh- oder Fräsprozess beobachtet wurde – zu verhindern. Anhand der Seitenansicht lassen sich die sauberen Schnittkanten erkennen.

In Tabelle 5.5 sind die zugehörigen Faserparameter der Faserverschnitte aufgeführt.

Tabelle 5.5: Zugehörige Faserparameter der Faserschnitte.

| Bezeichnung | $d_F$<br>$\mu\text{m}$ | Länge<br>mm | Breite<br>mm | Höhe<br>mm | $V_{PM}$<br>$\text{mm}^3$ | $m_{PM}$<br>g | $\varepsilon$<br>- |
|-------------|------------------------|-------------|--------------|------------|---------------------------|---------------|--------------------|
| F1          | 102                    | 25,0        | 7,1          | 3,2        | 559                       | 1,93          | 0,61               |
| F2          | 102                    | 25,0        | 7,0          | 7,0        | 1225                      | 2,27          | 0,79               |
| F3          | 167                    | 25,0        | 7,1          | 7,2        | 1278                      | 4,37          | 0,62               |
| F4          | 167                    | 25,0        | 7,0          | 2,5        | 438                       | 0,75          | 0,81               |

Die Faserzuschnitte werden vor den Messungen mit Isopropanol und deionisiertem Wasser gereinigt und in einem Ofen getrocknet. Ihre jeweilige Porosität  $\varepsilon$  wird aus dem Probenvolumen und dem Probengewicht nach Gleichung (3.1) bestimmt. Bei den Messungen wird in allen Fällen ein Penetrometerzellenvolumen von  $2,0 \text{ cm}^3$  verwendet.

In Abbildung 5.9 sind die Porendurchmesserverteilungen der Faserverschnitte gezeigt. Außerdem sind die daraus berechneten Eigenwerte (EW), die dem effektiven Porendurchmesser  $D_{P,eff}$  entsprechen, knapp oberhalb des Kurvenmaximums eingetragen.

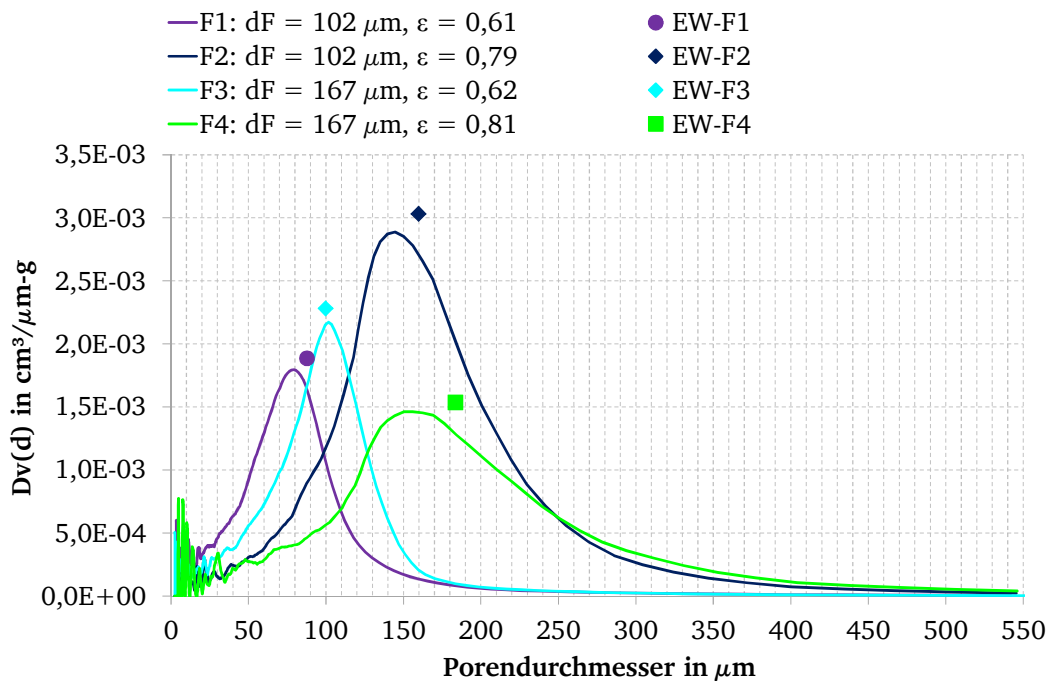


Abbildung 5.9: Porenverteilungskurve und Eigenwerte in Abhängigkeit der Faserparameter.

Bei der Betrachtung der Kurvenverläufe lässt sich erkennen, dass es sich um asymmetrische Kurvenverläufe handelt (vgl. Abschnitt 3.2.3). Der Flächenanteil rechts der kurvenspezifischen Maxima ist etwas größer und für die Differenz zwischen den Kurvenmaxima und den effektiven Porendurchmessern verantwortlich. Darüber hinaus zeigen die Kurven bei niedrigeren Porendurchmessern deutliche Ausschläge. Diese Ausprägungen sind besonders stark bei der Probe F1 und F4. Ein Grund hierfür könnten Quecksilberrückstände sein, da diese Verteilungskurven aufgrund eines Penetrometerzellenbruchs und eines Kontaktfehlers an der Penetrometerzelle erst im zweiten Messdurchgang bestimmt werden konnten. Der grundsätzliche Kurvenverlauf wurde hierdurch allerdings nicht verändert, wie die Betrachtung der Ergebnisse der ersten Messdurchgänge zeigt.

Tabelle 5.6 zeigt die Messergebnisse für den effektiven und maximalen Porendurchmesser, die im Ergebnisteil aufgegriffen werden.

Tabelle 5.6: Effektiver und maximaler Porendurchmesser in Abhängigkeit des Faserdurchmessers und der Porosität.

| Bezeichnung | $d_F$<br>$\mu\text{m}$ | $\varepsilon$<br>- | $D_{P,\text{eff,Mess}}$ (Messwert)<br>$\mu\text{m}$ | $D_{P,\text{max,Mess}}$ (Messwert)<br>$\mu\text{m}$ | $D_{P,\text{max}}$ nach Gl. (3.6)<br>$\mu\text{m}$ |
|-------------|------------------------|--------------------|---|---|--|
| F1          | 102                    | 0,61               | 88  | 400   | 213  |
| F2          | 102                    | 0,79               | 160   | 500   | 486  |
| F3          | 167                    | 0,62               | 100   | 400   | 307  |
| F4          | 167                    | 0,81               | 184   | 500   | 743  |

Danach lässt sich ein Anstieg des effektiven Porendurchmessers  $D_{P,\text{eff,Mess}}$  mit zunehmendem Faserdurchmesser  $d_F$  und steigender Porosität  $\varepsilon$  erkennen. Die Absolutwerte für den Messwert des maximalen Porendurchmessers  $D_{P,\text{max,Mess}}$  können lediglich abgeschätzt werden, weshalb der Berechnungswert nach Gleichung (3.6) zum Vergleich eingetragen ist. Das Trendverhalten, d. h. die Zunahme von  $D_{P,\text{max,Mess}}$  mit dem Anstieg von  $\varepsilon$  und  $d_F$ , geht allerdings auch aus Abbildung 5.9 hervor. Unabhängig davon ist in dieser Arbeit ausschließlich die Größenordnung von  $D_{P,\text{max,Mess}}$  für die Faserparameter des Faserzuschnitts F1 von Bedeutung.

Die Messunsicherheit des Absolutwerts der effektiven Porendurchmesser wird mit  $\pm 17,5 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Sie wird aus der Variation des statischen Benetzungswinkels von Quecksilber auf Kupfer um  $\theta_{S,\text{Hg/Cu}} = 116^\circ \pm 5^\circ$  bestimmt (vgl. Gleichung (5.2)).

### 5.3 Arbeitsmittel

Als Arbeitsmittel kommt deionisiertes Wasser zum Einsatz. Dieses wird je nach Bedarf aus der im Labor zur Verfügung stehenden Wasserleitung entnommen. Nach interner Kommunikation hat es zuvor die in Tabelle 5.7 gelisteten Behandlungsschritte durchlaufen, wonach es bei der Entnahme in etwa eine Leitfähigkeit von  $0,0 \mu\text{S}$  und einen elektrischen Widerstand von  $18,2 \text{ M}\Omega/\text{cm}$  aufweist.

Tabelle 5.7: Behandlungsschritte des entnommenem Arbeitsmittels.

| Nr. | Behandlungsschritt  |
|-----|---|
| 1   | Enthärtung mit Ionentauscher (Erzeugung von Weichwasser mit einer Carbonat-Härte von $0^\circ\text{dH}$ ) |
| 2   | doppelstufige Umkehrosmose (zur Entfernung von Mineralien und Salzen)                                     |
| 3   | Elektrodeionisation und Förderung in den Reinstwassertank   |
| 4   | Entkeimung durch Ultraviolettbestrahlung (angeschlossene Ringleitung an Reinstwassertank)                 |
| 5   | Passierung des Mischbett-Ionentauschers (erneute Deionisation an Ionentauscherharzen (Reinstharz))        |
| 6   | Mikrofiltration (Filterporosität von $0,01 \mu\text{m}$ ); Ringleitung Rückfluß in Reinstwassertank       |
| 7   | kontinuierliche Wiederholung der Schritte 4-6 mit ca. $4 \text{ m}^3/\text{h}$                            |

Das Arbeitsmittel wird in eine Woulffsche Flasche gefüllt, in der es zunächst vorentgast wird, um den Einfluss gelöster Inertgase auf das Ergebnis zu senken. Hierzu wird die Flasche in einem Kochtopf auf eine Temperatur von ca.  $80^\circ\text{C}$  erhitzt, wodurch die Löslichkeit der Inertgase im Arbeitsmittel fällt (vgl. Grombach et al. [53]). Anschließend wird das Wasserdampf-Gasgemisch über die Pumpe solange abgesaugt, bis ausschließlich heterogene Blasenbildung an der Gefäßwand der Flasche vorliegt. Ein Dosenbarometer dient zusätzlich der Orientierung. Im Anschluss daran wird es dem Kondensator über ein Ventil an der Oberseite zugeführt (vgl. Abbildung 5.1). Da die Weglänge zwischen den Anschlussventilen nicht evakuiert werden kann und um den leakagebedingten Eintrag während der Messung sowie des Stillstands im verbleibendem Arbeitsmittel zu reduzieren, erfolgt ein zweiter Entgasungsschritt innerhalb des Kondensators. Sämtliche Anschlussflansche sind als Kugel-Flansche ausgeführt. Um der Verunreinigung des Arbeitsmittels vorzubeugen, sind sie mit einer Staubkappe abgedeckt und werden vor jeder Befüllung mit Isopropanol gereinigt.

## 5.4 Durchführung der Versuche

Im Rahmen der Inbetriebnahme des Versuchsaufbaus und der Voruntersuchungen wurde eine Messprozedur entwickelt, die reproduzierbare Messungen mit den in Unterkapitel 6.3 vorgestellten Messunsicherheiten ermöglicht. Das Ablaufschema in Abbildung 3.10 gibt eine Übersicht.

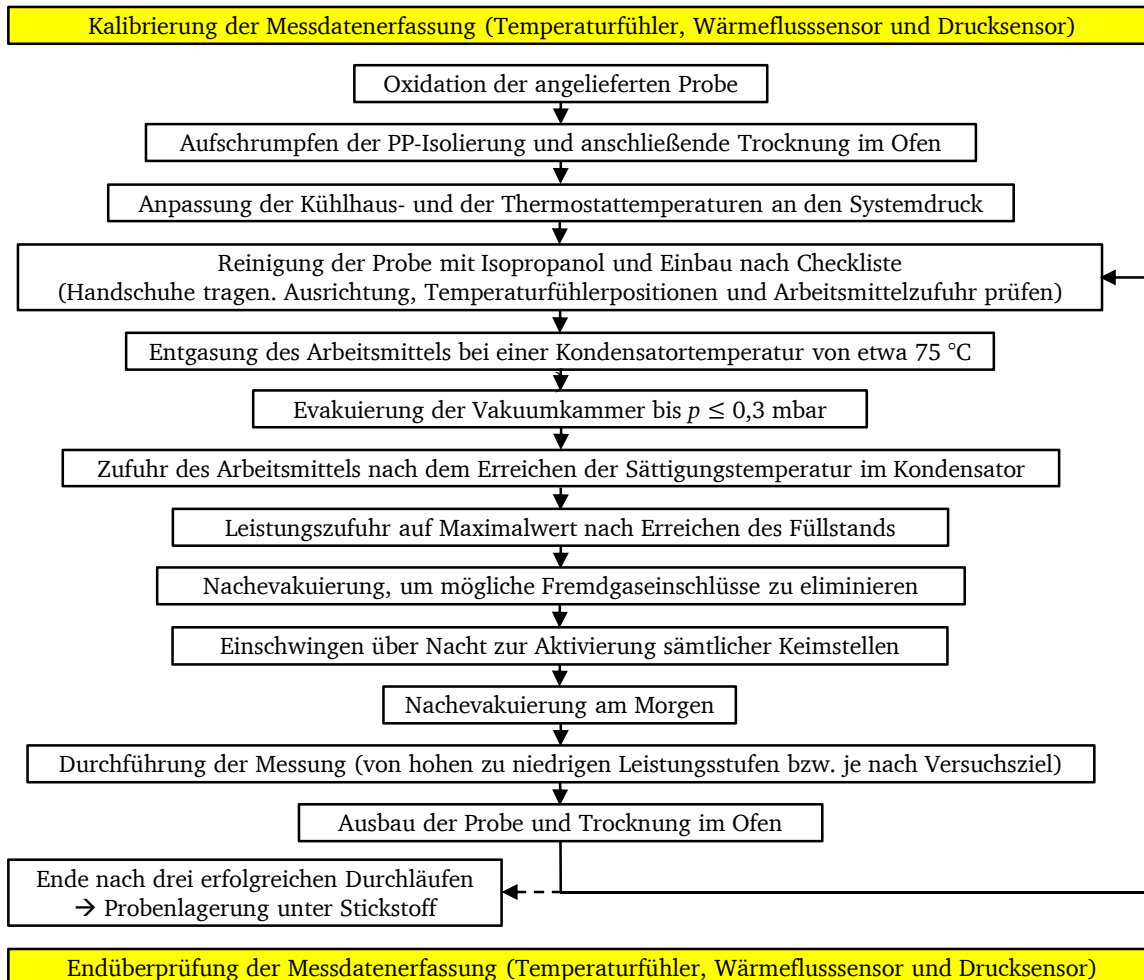


Abbildung 5.10: Ablaufschema zur Durchführung der Messungen.

Demnach werden sämtliche relevanten Temperaturfühler, der Wärmeflussensor und der Drucksensor vor der Durchführung der in Kapitel 7 gezeigten Versuchsergebnisse kalibriert und ihre Messunsicherheitsbeiträge durch die abschließende Endüberprüfung bestimmt (vgl. Unterkapitel 6.3 sowie A.4). Ihre Langzeitstabilität konnte zuvor durch Voruntersuchungen gezeigt werden.

Um hinsichtlich der Oxidation vergleichbare Randbedingungen sicherzustellen, werden die mit dem Grundträger verbundenen Faserstrukturzylinder zunächst oxidiert. Dies geschieht bei den Proben 1 bis 6 über einen Zeitraum von knapp 13 Tagen in einem Thermostat bei 75 °C. Die Proben befinden sich dabei in mehreren mit deionisiertem Wasser gefüllten Bechergläsern. Das zusätzliche Einschweißen der Bechergläser in Kunststoffbeutel schützt die Proben dabei vor Kontaminationen. In einem weiteren Schritt werden die Proben zusätzlich im Ofen über zwei Tage bei 200 °C oxidiert, da die Oxidation als noch nicht ganz abgeschlossen scheint. Anschließend werden die Probenisolierungen aufgeschumpft, die nun vollständigen Proben im Ofen bei 60 °C getrocknet und schließlich in einem Becherglas unter Stickstoffatmosphäre gelagert. Eine weitere Oxidation wird dadurch ausgeschlossen. Die Proben 7 bis 10 werden abweichend ausschließlich im Ofen für drei Tage bei 200 °C oxidiert.



In einem ersten Schritt werden die Temperaturen des Kühlhauses und der Thermostate an die gezielte Druckmessung angepasst. Hierdurch wird die Abkühlung sämtlicher thermischer Massen gewährleistet. Im Rahmen der untersuchten Systemdrücke von 9, 12, 13 und 15 mbar erweisen sich die in Tabelle 5.8 gezeigten Einstellungen als geeignet.

Tabelle 5.8: Sollwerte des Kühlhauses und der Thermostate in Abhängigkeit der durchgeführten Messung.

| Durchgeführte Messung |                      | Vorgabe der Temperaturen      |                                   |                                      |  |
|-----------------------|----------------------|-------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------------|--|
| Systemdruck           | Sättigungstemperatur | Solltemperatur des Kühlhauses | Thermostat 1 (Kondensator)        | Thermostat 2 (Kavitationsvermeidung) | Thermostat 3 (Gegenstromwärmeübertrager) |
| mbar                  | °C                   | °C                            | °C                                | °C                                   | °C                                       |
| 9                     | 5,44                 | 6,1                           | t <sub>sat</sub> als Ausgangswert | 0,5                                  | 5,4                                      |
| 12                    | 9,65                 | 10,3                          | t <sub>sat</sub> als Ausgangswert | 0,5                                  | 9,6                                      |
| 13                    | 10,85                | 11,5                          | t <sub>sat</sub> als Ausgangswert | 0,5                                  | 10,8                                     |
| 15                    | 13,02                | 15,0                          | t <sub>sat</sub> als Ausgangswert | 0,5                                  | 13,0                                     |

Die Kühlhaustemperatur wird dabei leicht oberhalb der zum Systemdruck gehörenden Sättigungstemperatur gewählt, um die direkte Kondensation des Wasserdampfes innerhalb der Vakuumkammer zu vermeiden.

Beim Ein- und Ausbau der Probe ist äußerste Sorgfalt geboten, weshalb die einzelnen Schritte stets nach einer Checkliste durchgeführt werden. Diese ist dem Anhang zu entnehmen (vgl. Tabelle A.2). Dabei wird vor allem auf den Ausschluss von Verunreinigungen, das vollständige Eintauchen des Temperaturfühlers innerhalb des Probegrundträgers, den richtigen Aufsitz der Probe auf dem Heizer, die Ausrichtung der Arbeitsmittelzufuhr und die Positionierung der Temperaturfühler geachtet. Während des Probenwechsels werden stets Handschuhe getragen, um den möglichen Einfluss von Handfett auf den Systemdruck, aber auch auf die Arbeitsmitteleigenschaften, auszuschließen. Darüber hinaus ist sicherzustellen, dass sich keine Wasserrückstände in der Vakuumkammer befinden. Durch den Eintrag von Wärmeleitpaste in die Bohrung für den Temperaturfühler wird eine gute thermische Ankopplung sichergestellt. Die Wärmeleitfolie wird bei jeder Durchführung gewechselt.

Eine weitere bedeutende Voraussetzung ist die zuvor in Unterkapitel 5.3 beschriebene Entgasung des Arbeitsmittels. Die Entgasung innerhalb des Kondensators wird zwischen den einzelnen Messungen jeweils erneut durchgeführt und das Arbeitsmittel wird nur bei Bedarf nachgefüllt. Die Entgasung erfolgt bei einer Kondensatortemperatur von 75 °C, wobei das Wasserdampf-Gasgemisch über das Ventil an der Oberseite des Kondensators abgesaugt wird (vgl. Abbildung 5.1). Sämtliche Ventile zur Vakuumkammer und Umgebung sind dabei geschlossen. Bei dieser Temperatur und dem geringen Druck kommt es innerhalb des Kondensators zum Blasensieden. Hierdurch wird eine gute Durchmischung des Arbeitsmittels erreicht und durch die hohe Temperatur ist eine effiziente Entgasung des Arbeitsmittels möglich. Die Entgasung wird über einen Zeitraum von 15 Minuten durchgeführt und das Ventil zwischen Kondensator und Pumpe während dieser Zeit drei Mal jeweils für eine Minute geschlossen, um das Druckgefälle kurzzeitig zu erhöhen. Anschließend wird das Ventil geschlossen und die Thermostatterperatur auf die Solltemperatur der angestrebten Druckmessung eingestellt.

Während der Abkühlphase des Kondensators wird die Vakuumkammer durchgängig evakuiert bis ein Enddruck von mindestens 0,3 mbar erreicht ist. Hat der Kondensator die Solltemperatur erreicht, werden sämtliche Ventile zwischen Kondensator und Vakuumkammer geöffnet und das Arbeitsmittel auf Sättigungstemperatur zugeführt.

Nach Erreichen des Füllstands im Siedebehälter (vgl. rechte Darstellung in Abbildung 5.3), wird die Leistungszufuhr des Heizers auf den probenspezifischen Maximalwert eingestellt. Ausschlaggebend

---

ist dabei die Heizertemperatur, die einen Wert von 120 °C nicht überschreiten darf. Ist der Maximalwert erreicht – bei dem intensives Blasensieden vorliegt – wird der Wasserdampf erneut am Kondensator abgesaugt, um mögliche Fremdgas einschüsse innerhalb der Faserstruktur zu eliminieren. Anschließend wird das Ventil wieder geschlossen und der Systemdruck über das Thermostat des Kondensators eingeregelt. Die maximale Leistungszufuhr wird über Nacht beibehalten, um das Einschwingen des Systems und die Aktivierung sämtlicher Keimstellen zu gewährleisten.

Die Aufzeichnung der Messwerte zur Bestimmung der Siedekennlinie beginnt am darauffolgenden Morgen im Anschluss an eine erneute Nachevakuumierung für einen Zeitraum von 15 Minuten. Um den bekannten Effekt des transienten Aufheizens bzw. Abkühlens auf das Messergebnis auszuschließen (vgl. „Messung stationärer oder transients Siedekennlinien“ in Unterkapitel 2.1), werden die Messpunkte stationär angefahren. Dies betrifft die Heizer- und Probertemperatur sowie die gemessene Wärmestromdichte und den Systemdruck. Nach Erreichen stationärer Messwerte im höchsten Leistungspunkt, wird die Leistungszufuhr am Heizer kontinuierlich reduziert. Dazu werden ausgewählte Leistungswerte vorgegeben und es wird abgewartet, bis die zuvor genannten Messwerte ebenfalls stationär sind. Versuche, in denen die Messergebnisse abweichend zu diesem Vorgehen aufgezeichnet wurden, sind kenntlich gemacht.

Nach Beendigung der Messung wird das Arbeitsmittel zunächst zurückgeführt. Anschließend werden die Vakuumkammer vom Kondensator durch den Verschluss sämtlicher Ventile getrennt und es wird der Kondensator zur Entgasung des Arbeitsmittels über das Thermostat bereits aufgeheizt. Daraufhin wird das Ventil auf der Vakuumkammer unter der Verwendung eines Porenfilters vorsichtig belüftet, um einer möglichen Verunreinigung dieser entgegenzuwirken. Anschließend wird der Vakuumkammerdeckel geöffnet und auf einem speziell hierfür angefertigten Gestell abgelegt.

Der Ausbau der Probe erfolgt ebenfalls unter Beachtung der Checkliste. Demnach wird die Probe unmittelbar nach ihrem Ausbau in das Becherglas gegeben und anschließend im Ofen getrocknet. Auffälligkeiten werden im Versuchsprotokoll dokumentiert. Die nächste Probe wird direkt im Anschluss eingebaut.

Die Vermessung endet nach drei erfolgreichen Versuchsdurchläufen. Abschließend wird die Probe im Becherglas unter Zufuhr von Stickstoff gelagert.



## 6 Messdatenauswertung und Messunsicherheitsbetrachtung

In diesem Kapitel wird zunächst das Vorgehen bei der Messdatenauswertung beschrieben. Daran anknüpfend wird auf die Bestimmung der charakteristischen Größen der Siedekennlinie eingegangen und gezeigt, worauf dabei durch den Aufbau des Siedebehälters im Hinblick auf Wärmeverluste und -gewinne am Probengrundträger zu achten ist. Anschließend werden die Ergebnisse einer Messunsicherheitsbetrachtung nach einem internationalen Leitfaden zur Angabe der Messunsicherheit beim Messen, dem sogenannten GUM (Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement), vorgestellt.

### 6.1 Messdatenauswertung

Wie im Unterkapitel 5.4 bereits erläutert, werden die Messdaten während des gesamten Versuchs kontinuierlich aufgezeichnet und es wird abgewartet, bis sich stationäre Messwerte einstellen. Die Messdatenauswertung erfolgt im Anschluss an den vollständigen Versuchsumfang in den folgenden drei Schritten:

- 1) Analyse der einzelnen Messdatensätze und Auswahl sowie Mittelwertbildung der stationären Messwerte von Heizer- und Probertemperatur, der gemessenen Wärmestromdichte und des Systemdrucks bzw. der zugehörigen Sättigungstemperatur
- 2) Mittelwertbildung aus dem gesamten Versuchsumfang und
- 3) Bestimmung der charakteristischen Größen zur Darstellung der Siedekennlinie

In Abbildung 6.1 ist die Auswahl stationärer Messwerte zur Darstellung der Siedekennlinie am Beispiel eines Messdatensatzes bei steigender Leistungszufuhr am Heizer gezeigt. Der Auswertebereich für die Mittelwertbildung ist dabei kenntlich gemacht. Er variiert je nach Siederegime etwas, beinhaltet jedoch jeweils mindestens 100 Messwerte.

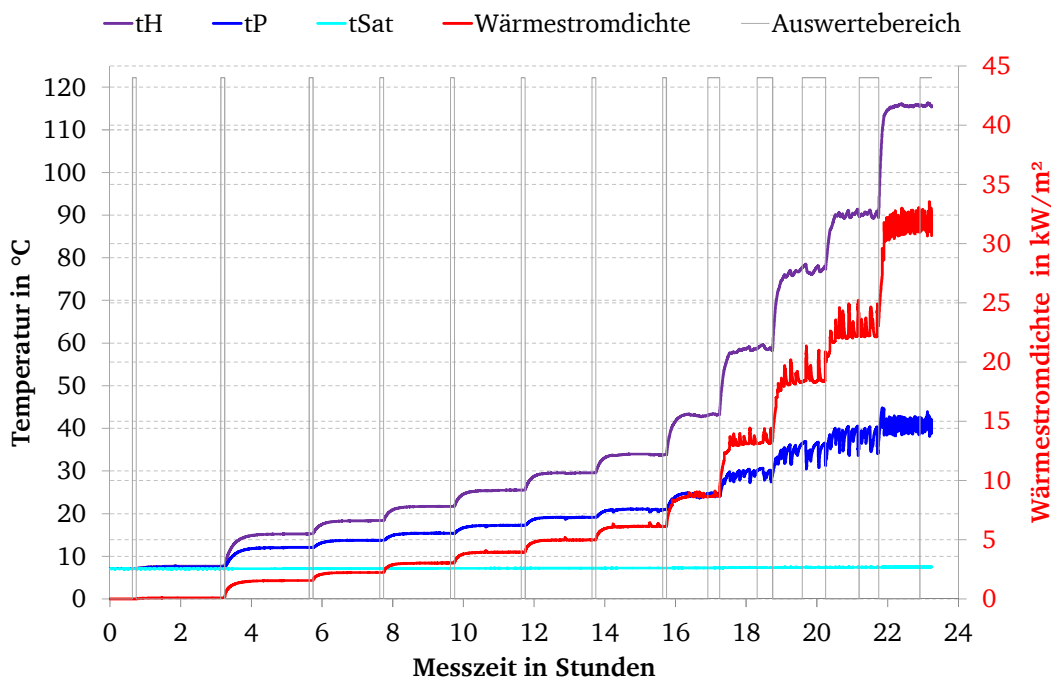


Abbildung 6.1: Auswahl stationärer Messwerte am Beispiel der Messdaten einer Glattprobenmessung bei 10 mbar.

Das Vorgehen der daraus bestimmten charakteristischen Größen der Siedekennlinie wird im folgenden Unterkapitel detailliert erläutert.

## 6.2 Bestimmung der charakteristischen Größen der Siedekennlinie

In Abbildung 6.2 ist eine Schnittzeichnung des Siedebehälters dargestellt, anhand dessen die Bestimmung der charakteristischen Größen für die Siedekennlinie erläutert werden soll.

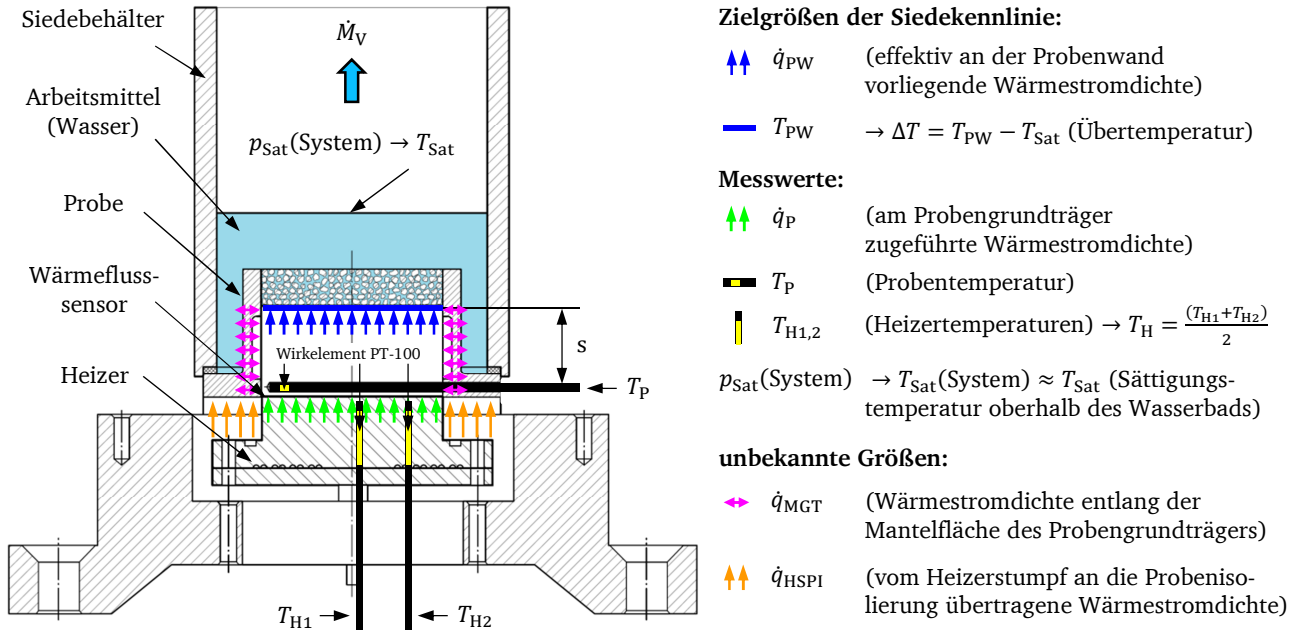


Abbildung 6.2: Visualisierung von Messwerten, Zielgrößen der Siedekennlinie und unbekannter Größen, die das Messergebnis beeinflussen.

Die Darstellung zeigt eine auf dem Heizer befestigte Faserprobe mit hochgezogener Probenisolierung, die im oberen Bereich mit dem Arbeitsmittel geflutet ist. Durch die Erwärmung des Heizers über die zum Systemdruck  $p_{Sat}(\text{System})$  gehörende Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  kommt es zur Verdampfung des Arbeitsmittels im Siedebehälter, was durch den Verdampfungsmassenstrom  $\dot{M}_V$  angedeutet ist. Wie in Unterkapitel 2.1 erläutert, sind die charakteristischen Größen der Siedekennlinie die effektiv an der Heizflächen- bzw. hier der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  und die Temperaturdifferenz bzw. Übertemperatur zwischen Wand- und Sättigungstemperatur  $\Delta T$ :

$$\Delta T = T_{PW} - T_{Sat} \quad (6.1)$$

Aufgrund des Probenaufbaus können die effektiv an der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  und die Wandtemperatur  $T_{PW}$  allerdings nicht direkt gemessen werden. Stattdessen werden während der Versuche die am Probengrundträger zugeführte Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$ , die Probentemperatur  $T_P$  und die Heizertemperatur  $T_H$  (Mittelwert aus  $T_{H1}$  und  $T_{H2}$ ) an den in Abbildung 6.2 gezeigten Positionen durch den Wärmeflussensor bzw. die eingezeichneten Mantelwiderstandstemperturfühler bestimmt. Die Wirkelemente der Temperaturfühler (Position/Länge) sind dabei durch gelbe Rechtecke kenntlich gemacht. Die Bestimmung der Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  erfolgt über die Messung des Systemdrucks in der Vakuumkammer  $p_{Sat}(\text{System})$  und die anschließende Wertermittlung aus den Dampftafeln [192]. Die Position des Drucksensors geht aus Abbildung 5.1 hervor.

Grundsätzlich kann die Wandtemperatur  $T_{PW}$  und damit die Übertemperatur  $\Delta T$  unter Zuhilfenahme der eindimensionalen Fourierschen Wärmeleitungsgleichung in Anlehnung an Abbildung 6.2 mit dem Zusammenhang in Gleichung (6.2) bestimmt werden.

$$\Delta T = T_{PW} - T_{Sat} = T_P - \dot{q}_P \cdot \frac{s}{\lambda_{Cu-ETP}} - T_{Sat} \quad (6.2)$$

Dabei wird der äußere Rand des Grundträgers (Mantelfläche) als adiabat betrachtet. In diesem Fall würde die effektiv an der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  der am Probengrundträger zugeführten Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  entsprechen (vgl. grüne und blaue Pfeile).

Da die Temperatur des Arbeitsmittels innerhalb des Siedebehälters bei Zufuhr von Wärme allerdings stets kleiner als die Temperatur des Probengrundträgers ist, es auf der anderen Seite jedoch zu einem Wärmeeintrag vom Heizer in die Probe kommt, verändert sich die Wärmestromdichte auf ihrem Weg durch den Grundträger hindurch ( $\dot{q}_{PW} \neq \dot{q}_P$ ). Je nachdem, ob es dabei entlang der Mantelfläche des Grundträgers der Probe  $A_{MGT}$  zu Wärmeverlusten oder -gewinnen kommt, wird eine Verkleinerung bzw. Vergrößerung der effektiv an der Probenwand vorliegenden Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  hervorgerufen. Die zugehörige Fließrichtung der Wärmestromdichte, d. h. aus dem Grundträger heraus (Wärmeverlust) bzw. in ihn hinein (Wärmegewinn), ist in Abbildung 6.2 durch pinkfarbene Pfeile in beide Richtungen dargestellt (vgl.  $\dot{q}_{MGT}$ ). Analog ist die vom Heizerstumpf durch Wärmestrahlung und -leitung an die Probenisolierung übertragene Wärmestromdichte  $\dot{q}_{HSPI}$  durch orangene Pfeile dargestellt. Sie ist infolge der größeren Heizertemperatur stets zur Probe gerichtet.

Zur genaueren Bestimmung der Siedekennlinie kann die effektiv an der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  über die Beziehung

$$\dot{q}_{PW} = \dot{q}_P + / - \dot{q}_{MGT} \cdot \frac{A_{MGT}}{A_{Basis}} \quad (6.3)$$

entsprechend dem Auftreten von Wärmegewinnen oder -verlusten als Summe bzw. Differenz der gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  und der Wärmestromdichte entlang der Mantelfläche des Grundträgers der Probe  $\dot{q}_{MGT}$  korrigiert werden. Die unterschiedlichen Bezugsflächen sind dabei über den Quotienten aus der Mantel- und Basisfläche des Grundträgers berücksichtigt.

Die Wärmegewinne oder -verluste, d. h. das Ergebnis des zweiten Summanden bzw. Subtrahenden in Gleichung (6.3), liegen bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Faserstrukturen in Bezug zur gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  bei maximal  $\pm 5\%$ . Dies geht aus den Ergebnissen numerischer Simulationen hervor, die speziell zur Beurteilung der damit einhergehenden Veränderung des Messergebnisses durchgeführt wurden. Eine detaillierte Beschreibung zur Bestimmung dieser Werte ist im Anhang A.3 zu finden. Die Ergebnisse sind dort in Abbildung A.3.8 gezeigt.

Unter der Anwendung von Gleichung (6.3) lässt sich auch Gleichung (6.2) zur Korrektur der Wand- und Übertemperatur ( $T_{PW,korr}$  bzw.  $\Delta T_{korr}$ ) wie folgt anpassen:

$$\Delta T_{korr} = T_{PW,korr} - T_{Sat} = T_P - \dot{q}_{PW} \cdot \frac{s}{\lambda_{Cu-ETP}} - T_{Sat} \quad (6.4)$$

Als charakteristische Größen der Siedekennlinie ergeben sich schließlich nach den Gleichungen (6.3) und (6.4) die effektiv in die Struktur hinein fließende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  und die korrigierte Übertemperatur  $\Delta T_{korr}$  sowie die aus dem Systemdruck bestimmte Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$ .

Anzumerken ist, dass sich speziell die korrigierte Übertemperatur  $\Delta T_{korr}$  nach Gleichung (6.4) unter Berücksichtigung der Wärmegewinne oder -verluste nach Gleichung (6.3) zwar genauer bestimmen lässt, sie aufgrund des eindimensionalen Ansatzes aber auch kein exaktes Ergebnis darstellt. Zur Bewertung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Effekte wird die Anwendung des eindimensionalen Ansatzes allerdings als ausreichend angesehen. Im folgenden Unterkapitel werden die dem Messergebnis der charakteristischen Größen beizuordnenden Messunsicherheiten behandelt.

---

## 6.3 Messunsicherheitsbetrachtung

---

Die Bestimmung der Messunsicherheiten der charakteristischen Messgrößen der Siedekennlinie (vgl. Unterkapitel 6.2) erfolgt entsprechend dem international gültigen Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen. Damit sind die Ergebnisse untereinander, aber auch mit denen anderer Autoren, vergleichbar. Der Leitfaden wird entsprechend seiner Anfangsbuchstaben „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ kurz mit GUM bezeichnet [120]. Die maßgebliche Deutsche Fassung ist die Vornorm DIN V ENV 13005 [38]. Danach ist der Begriff „Messunsicherheit“ als dem Messergebnis zugeordneter Parameter definiert, der die Streuung der Werte kennzeichnet, die vernünftigerweise der Messgröße zugeordnet werden könnte.

In diesem Unterkapitel werden zunächst die wichtigsten Grundlagen und Begriffsdefinitionen sowie die angewendeten Berechnungsgleichungen des Leitfadens kurz zusammengefasst. Anschließend werden die maßgeblichen Zusammenhänge und Berechnungen zur Bestimmung der Messunsicherheiten, die durch das Messequipment und den Probenaufbau sowie die Versuchsdurchführung hervorgerufen werden, vorgestellt und das daraus resultierende Messunsicherheitsbudget aufgezeigt. Abschließend folgt die Zusammenfassung dieser Ergebnisse und die finale Auswahl der dem Messergebnis beizuordnenden Messunsicherheit. Die detaillierte Beschreibung, die Berechnung und die dabei getroffenen Annahmen hinsichtlich der einzelnen Messunsicherheitsbeiträge erfolgen im Anhang A.4.

---

### 6.3.1 Grundlagen der Messunsicherheitsbetrachtung nach GUM

---

Als Grundvoraussetzung für das Vorgehen nach GUM sind zunächst sämtliche bekannte Anteile systematischer Messabweichungen zu korrigieren. Ihre bestehenden und nicht vermeidbaren Restabweichungen sowie die über den Messzeitraum entstehenden Restabweichungen werden anschließend innerhalb der statistischen Messabweichungen der Messunsicherheit berücksichtigt (vgl. [155]). Dies erfolgt im Rahmen der Arbeit durch die Kalibrierung der relevanten Messgrößen am Anfang und durch die Endüberprüfung des Messwerts (vgl. Unterkapitel A.4).

Das Vorgehen zur Bestimmung und Angabe der Messunsicherheit nach GUM (vgl. [38] und [33]), lässt sich im Wesentlichen in die folgenden fünf Arbeitsschritte unterteilen:

- 1) Analyse der Messung und Aufstellen des mathematischen Zusammenhangs zwischen den einzelnen Einflussgrößen  $x_i$  und der Messgröße  $y$
- 2) Bestimmung der Messunsicherheiten der einzelnen Einflussgrößen  $u(x_i)$  unter Berücksichtigung ihrer Wahrscheinlichkeitsverteilung und des Vertrauensbereichs
- 3) Bestimmung der kombinierten Messunsicherheit der Messgröße  $u_c(y)$
- 4) Bestimmung der erweiterten Messunsicherheit der Messgröße  $U(y)$  und
- 5) Angabe des Messunsicherheitsbudgets

Bei der Bestimmung der Messunsicherheiten der einzelnen Einflussgrößen  $u(x_i)$  ist in Messunsicherheiten vom Typ A und Typ B zu unterscheiden. Messunsicherheiten des Typs A werden typischerweise über die statistische Auswertung der Messergebnisse ermittelt, indem die empirische Standardabweichung des Mittelwertes berechnet wird. Messunsicherheiten des Typs B werden hingegen nicht aus mehrmaligen Beobachtungen, sondern auf Grundlage wissenschaftlicher Beurteilungen bestimmt. Diese basieren auf allen verfügbaren Informationen über eine mögliche Streuung der Einflussgrößen. Hierzu zählen beispielsweise Herstellerangaben eines Messgeräts, Angaben von Kalibrierzertifikaten oder Daten aus früheren Messungen. Unvorhersehbare Abweichungen können darüber hinaus auf Grundlage von Erfahrungen abgeschätzt werden [38; 119; 33; 155]. Die Be-

rechnung der Messunsicherheiten des Typs B hängt von der zugrundegelegten Wahrscheinlichkeitsverteilung und dem entweder vorgegebenen oder selbst definierten Vertrauensbereich ab. Im Hinblick auf die möglichen Arten der Verteilung und die zugehörige Berechnung sei auf Pesch [119] und Pfeifer [72] verwiesen.

In der vorliegenden Arbeit handelt es sich ausschließlich um Messunsicherheiten des Typs B. Bis auf einen Ausnahmefall werden dabei stets Rechteckverteilungen mit einer geschätzten oberen und unteren Streugrenze  $a_+$  bzw.  $a_-$  zugrundegelegt, in deren gesamtem Bereich die gleiche Wahrscheinlichkeit für die Lage der Messgröße  $y$  vorliegt. Außerdem wird davon ausgegangen, dass der Erwartungswert der Messgröße  $y$  in der Mitte des Bereichs liegt. Für diesen Fall ergibt sich die Messunsicherheit der einzelnen Einflussgröße  $u(x_i)$  über:

$$u(x_i) = \frac{a}{\sqrt{3}} \quad (6.5)$$

Dabei entspricht die halbe Weite des Bereichs dem Parameter  $a = (a_+ - a_-)/2$ . Bei dem erwähnten Ausnahmefall handelt es sich um die Messunsicherheitsangabe eines Kalibrierscheins. In diesem Fall ist eine Normalverteilung zugrundegelegt und die Messunsicherheit der einzelnen Einflussgröße  $u(x_i)$  wird analog zu Gleichung (6.7) bestimmt. Der Erweiterungsfaktor  $k$  beträgt dabei  $k = 2$  (Überdeckungswahrscheinlichkeit von etwa 95 %).

Die kombinierte Messunsicherheit der Messgröße  $u_c(y)$  entspricht der positiven Quadratwurzel aus der kombinierten Varianz  $u_c^2(y)$ , die über die Gleichung

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \cdot u(x_i) \right)^2 \quad (6.6)$$

berechnet wird. Darin ist  $f$  die gegebene Modellfunktion mit  $y = f(x_1, x_2 \dots x_N)$ . Die partiellen Ableitungen  $c_i = (\partial f / \partial x_i)^2$  beschreiben, wie die Messgröße  $y$  bei Veränderung der einzelnen Einflussgrößen  $x_i$  variiert. Die partiellen Ableitungen  $c_i$  werden häufig auch als Sensitivitäts- bzw. Empfindlichkeitskoeffizienten bezeichnet [38]. Im Folgenden wird der Begriff Sensitivitätskoeffizient verwendet.

Nach der Vornorm DIN V ENV 13005 [38] ist die erweiterte Messunsicherheit  $U$  als der Bereich um das Messergebnis definiert, von dem erwartet werden kann, dass er einen großen Anteil der Werte umfasst, die der Messgröße vernünftigerweise zugeordnet werden können. Sie kann ferner als Überdeckungswahrscheinlichkeit oder Grad des Vertrauens des Bereiches angesehen werden und ergibt sich durch Multiplikation der kombinierten Messunsicherheit der Messgröße  $u_c(y)$  mit dem Erweiterungsfaktor  $k$  über die Gleichung:

$$U_{(c)} = k \cdot u_{(c)}(y) \quad (6.7)$$

Für den in dieser Arbeit vorliegenden Fall, dass die kombinierte Messunsicherheit der Messgröße  $u_c(y)$  durch Messunsicherheiten des Typs B mit Rechteckverteilung dominiert werden, ergibt sich bei der Verwendung eines Erweiterungsfaktors von  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  und der Annahme, dass sämtliche Streugrenzen korrekt gewählt wurden, eine Überdeckungswahrscheinlichkeit von 100 % (vgl. [38]).

Im Messunsicherheitsbudget ist die Gesamt-Messunsicherheit in Abhängigkeit des Messwerts der Messgröße und der einzelnen Messunsicherheitsbeiträge zusammengefasst. Der Anteil der Einzelbeiträge geht aus ihr hervor.

### 6.3.2 Messunsicherheitsbeiträge von Messequipment und Probenaufbau

Zentrale Ziel- bzw. Messgrößen der Siedekennlinie und damit der Messunsicherheitsbetrachtung sind die effektiv an der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  und die Übertemperatur  $\Delta T$ , in welche die über den gemessenen Systemdruck berechnete Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  einfließt. Die Absolutwerte dieser Messgrößen werden durch das Messequipment und speziell  $\dot{q}_{PW}$  sowie  $\Delta T$  ferner durch den Probenaufbau beeinflusst (vgl. Unterkapitel 6.2). In diesem Abschnitt wird die Berechnung der kombinierten Messunsicherheit dieser Messgrößen vorgestellt.

Zur Bestimmung der kombinierten Messunsicherheit des Absolutwerts der effektiv an der Probenwand vorliegenden Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  wird auf Grundlage der Simulationsergebnisse (vgl. Abschnitt A.3.3 im Anhang) die Annahme getroffen, dass die effektiv an der Probenwand vorliegende Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  der am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  entspricht ( $\dot{q}_{PW} = \dot{q}_P$ ). Die durch diese Annahme hervorgerufene Verfälschung der tatsächlich an der Probenwand vorliegenden Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$  wird im Rahmen eines Messunsicherheitsbeitrags berücksichtigt. Danach ist der mathematische Zusammenhang dieser Messgröße nach GUM über ihren direkten Messwert  $\dot{q}_P$  und die ihn beeinflussenden Einzelunsicherheiten  $u(x_i)$  sowie den zuvor erwähnten Messunsicherheitsbeitrag gegeben.  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  ergibt sich nach Gleichung (6.6) zu:

$$u_{c,A}(\dot{q}_{PW}) = \sqrt{(u(\dot{q}_{PW}, RWFM))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, DL))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, VTI))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, LS))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, WVG))^2} \quad (6.8)$$

Die ersten vier Terme repräsentieren dabei die Messunsicherheiten der gemessenen Wärmestromdichte und der fünfte Term die Messunsicherheit, über welche die durch den Probenaufbau hervorgerufene Veränderung von  $\dot{q}_P$  bzw.  $\dot{q}_{PW}$  berücksichtigt wird. Die Sensitivitätskoeffizienten entsprechen in allen Fällen einem Wert von eins und werden daher nicht aufgeführt. Eine detaillierte Beschreibung der in Gleichung (6.8) enthaltenen Messunsicherheiten und die getroffenen Annahmen sind im Anhang A.4.1 erläutert. Eine Übersicht über die darin enthaltenen Messunsicherheiten der einzelnen Einflussgrößen und ihre Bedeutung ist in Tabelle 6.1 gezeigt.

Die Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  wird direkt aus dem gemessenen Systemdruck innerhalb der Vakuumkammer bestimmt. Die kombinierte Messunsicherheit bei ihrer Absolutwertbestimmung  $u_{c,A}(T_{Sat})$  ergibt sich, analog zu dem mathematischen Zusammenhang in Gleichung (6.8), mit Sensitivitätskoeffizienten von eins aus den in Tabelle 6.1 gezeigten Messunsicherheitsbeiträgen zu:

$$u_{c,A}(T_{Sat}) = \sqrt{(u(T_{Sat}, NJ))^2 + (u(T_{Sat}, KTS))^2 + (u(T_{Sat}, ADA))^2 + (u(T_{Sat}, UDTSat))^2 + (u(T_{Sat}, DL))^2 + (u(T_{Sat}, VTI))^2} \quad (6.9)$$

Im Anhang A.4.4 werden die darin enthaltenen Messunsicherheiten näher erläutert und das Messunsicherheitsbudget aufgezeigt.

Der mathematische Zusammenhang der indirekten Messgröße Übertemperatur  $\Delta T$  geht aus Gleichung (6.2) hervor. Die kombinierte Messunsicherheit bei ihrer Absolutwertbestimmung  $u_{c,A}(\Delta T)$  ergibt sich nach Gleichung (6.6) zu:

$$u_{c,A}(\Delta T) = \sqrt{\left( |1| \cdot u_{c,A}(T_P) \right)^2 + \left( \left| -\frac{s}{\lambda_{Cu-ETP}} \right| \cdot u_{c,A}(\dot{q}_{PW}) \right)^2 + \left( \left| -\frac{\dot{q}_{PW}}{\lambda_{Cu-ETP}} \right| \cdot (u(s)) \right)^2 + \left( \left| \frac{\dot{q}_{PW} \cdot s}{\lambda_{Cu-ETP}^2} \right| \cdot (u(\lambda_{Cu-ETP})) \right)^2 + (|1| \cdot u_{c,A}(T_{Sat}))^2} \quad (6.10)$$



Dabei wird ebenfalls die Annahme getroffen, dass  $\dot{q}_P = \dot{q}_{PW}$  entspricht. Neben dem Auftreten unterschiedlicher Sensitivitätskoeffizienten beinhaltet Gleichung (6.10) sowohl einzelne Messunsicherheiten (vgl.  $u(s)$  und  $u(\lambda_{Cu-ETP})$ ) als auch bereits kombinierte (vgl.  $u_{c,A}(T_P)$ ,  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  und  $u_{c,A}(T_{Sat})$ ). Die kombinierte Messunsicherheit des Absolutwerts der effektiv an der Probenwand vorliegenden Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  fließt hier beispielsweise ein.

Analog zu Gleichung (6.8) und (6.9) sind die vollständige Berechnungsgleichung der kombinierten Messunsicherheit des Absolutwerts der gemessenen Probentemperatur  $u_{c,A}(T_P)$  sowie die detaillierte Beschreibung sämtlicher in Gleichung (6.10) enthaltenen einzelnen Messunsicherheiten  $u(x_i)$  im Anhang erläutert (vgl. Anhang A.4.3, A.4.4 und A.4.5).

Tabelle 6.1 gibt einen Überblick über die Zusammensetzung der kombinierten Messunsicherheiten der Absolutwertbestimmung der Messgrößen Wärmestromdichte  $\dot{q}_{PW}$ , Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  und Übertemperatur  $\Delta T$ . Dabei wird unter anderem ersichtlich, welche Messgrößen direkt gemessen und welche indirekt aus den einzelnen Messgrößen bestimmt werden. So sind  $\dot{q}_{PW}$ ,  $T_{Sat}$  und  $T_P$  direkte Messgrößen, während die Übertemperatur  $\Delta T$  unter Zuhilfenahme der Fourierschen Wärmeleitungsgleichung für die Bestimmung der Wandtemperatur  $T_W$  (vgl. Beiträge zur Bestimmung der Wandtemperatur) und der Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  zu berechnen ist. Die gelb markierten Zellen stellen die einzelnen Messunsicherheitsbeiträge  $u(x_i)$  der reinen Messkette dar.

Tabelle 6.1: Übersicht über die Messunsicherheitsbeiträge.

| Messgröße                    | Gesamtbeitrag der kombinierten Messunsicherheit | Einzelbeitrag der kombinierten Messunsicherheit   | Messunsicherheit der Einflussgrößen | Bedeutung (Herkunft)   |
|------------------------------|---|---|-------------------------------------|--|
|                              |   | Beiträge zur Bestimmung der Wärmestromdichte $\dot{q}_{PW}$   |                                     |  |
| $\dot{q}_{PW}$               | $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                         |   | $u(\dot{q}_{PW}, RWFM)$             | Referenzwärmeflussmessung (Herstellerangabe)                                       |
|                              |   |   | $u(\dot{q}_{PW}, DL)$               | Datenlogger (Herstellerangabe)   |
|                              |   |   | $u(\dot{q}_{PW}, VTI)$              | Verkabelung, Thermospannung, Isolationswiderstand (Schätzwert)                     |
|                              |   |   | $u(\dot{q}_{PW}, LS)$               | Langzeitstabilität Datenlogger und Wärmeflussensor (Messung)                       |
|                              |   |   | $u(\dot{q}_{PW}, WVG)$              | Wärmeverluste bzw. -gewinne (Schätzwert)   |
|                              |   | Beiträge zur Bestimmung der Sättigungstemperatur $T_{Sat}$  |                                     |  |
| $T_{Sat}$                    | $u_{c,A}(T_{Sat})$                              |   | $u(T_{Sat}, NJ)$                    | Nullpunktjustierung (Schätzwert aus Messung)                                       |
|                              |   |   | $u(T_{Sat}, KTS)$                   | Kühlhaustemperaturschwankungen (Schätzwert aus Messung)                            |
|                              |   |   | $u(T_{Sat}, ADA)$                   | Absolutdruckaufnehmer (Herstellerangabe)   |
|                              |   |   | $u(T_{Sat}, UDTsat)$                | Umrechnung Druck in Sättigungstemperatur (Angabe nach Wagner und Kretschmar [192]) |
|                              |   |   | $u(T_{Sat}, DL)$                    | Datenloggerbeitrag (Herstellerangabe)  |
|                              |   |   | $u(T_{Sat}, VTI)$                   | Verkabelung, Thermospannung, Isolationswiderstand (Schätzwert)                     |
|                              |   | Beiträge zur Bestimmung der Wandtemperatur $T_W = T_P - \dot{q}_P \cdot \frac{s}{\lambda_{Cu-ETP}}$ |                                     |  |
| $\Delta T = (T_W - T_{Sat})$ | $u_{c,A}(\Delta T)$                             | $u_{c,A}(T_P)$  | $u(T, RTM)$                         | Referenztemperaturmessung (Herstellerangabe zur Messkette)                         |
|                              |   |   | $u(T, DRTM)$                        | möglicher Drift der Referenztemperatur-Messkette (Schätzwert)                      |
|                              |   |   | $u(T, DL)$                          | Datenlogger (Herstellerangabe)   |
|                              |   |   | $u(T, VTI)$                         | Verkabelung, Thermospannung, Isolationswiderstand (Schätzwert)                     |
|                              |   |   | $u(T, BK)$                          | Blockkalibrator (Herstellerangabe)   |
|                              |   |   | $u(T, LS)$                          | Langzeitstabilität der Temperaturmessung (Messung)                                 |
|                              |   |   | $u(T_P, EE)$                        | Eigenerwärmung des Temperaturfühlers (Schätzwert)                                  |
|                              |   |   | $u(T_P, MP)$                        | Mittelwertbildung innerhalb der Probe (Schätzung über COMSOL)                      |
|                              |   |   | $u(T_P, WAF)$                       | Wärmeableitfehler der Probentemperaturmessung (Literaturangabe)                    |
|                              |   | $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$   |                                     | kombinierte Messunsicherheit des Absolutwerts von $\dot{q}_{PW}$ (siehe oben)      |
|                              |   |   | $u(s)$                              | Abstand zwischen Temperaturfühler und Wandzielwert (Schätzwert)                    |
|                              |   |   | $u(\lambda_{Cu-ETP})$               | Veränderung der Wärmeleitfähigkeit (Schätzwert)                                    |

### 6.3.3 Weitere Messunsicherheitsbeiträge durch die Versuchsdurchführung

In der vorangehenden Betrachtung wurden ausschließlich die Messunsicherheiten aufgezeigt, die durch die jeweilige Messkette der einzelnen Messgrößen (Messequipment) und den Probenaufbau zu erwarten sind. Neben diesen Messunsicherheiten treten während der Durchführung der Versuche weitere Messunsicherheiten auf, die eine Streuung der Messwerte verursachen und eine Verschiebung der Siedekennlinie hervorrufen können. Tabelle 6.2 gibt eine Übersicht über mögliche Gründe für das Auftreten von weiteren Messunsicherheiten.

Tabelle 6.2: Mögliche Gründe für das Auftreten von Messunsicherheiten während der Versuchsdurchführung.

| Nr. | Mögliche Differenz in/bei   |
|-----|---|
| 1   | der Eintauchtiefe des Temperaturfühlers im Probengrundträger und der Menge der verwendeten Wärmeleitpaste             |
| 2   | der Füllniveaueinstellung durch das Andrücken des Schlauchaufsatzes   |
| 3   | der Arbeitsmittelzufuhr (Zentrizität, Abtropfhöhe und tatsächlicher Fördervolumenstrom (Pumpenschlauch-Alterung))     |
| 4   | der Ankopplung zwischen Probe und Wärmeﬂussensor (gleichmäßige Anpressung und Homogenität der Wärmeleitfolie)         |
| 5   | der Ausrichtung des Heizers und damit der Probe (Neigungswinkel zur Horizontalen)                                     |
| 6   | der Zusammensetzung des Arbeitsmittels (gelöster Fremdgasanteil oder Kontaminationen im Arbeitsmittel)                |
| 7   | der Probenalterung (Fouling oder Fasererosion)  |
| 8   | der Meniskenausbildung z. B. nach Einzelblasenabriss (speziell bei den Proben, die aus dem Arbeitsmittel herausragen) |
| 9   | dem Aufsatz der radialen Halbisolierung (unterschiedliche Spalthöhen für das nachströmende Arbeitsmittel)             |
| 10  | dem angefahrenen Sättigungsdruck (manuelle Steuerung des Thermostaten (Temperaturauflösung von $\pm 0,01$ K))         |
| 11  | dem Einschwingen des Versuchs (Zeitraum für das Anfahren eines stationären Messwerts über Nacht)                      |
| 12  | einem Leck im Siedebehälter (würde zum Ausschluß der Messung führen)  |

Zur Minimierung der beeinflussbaren Anteile erfolgt die Versuchsdurchführung stets nach Checkliste (vgl. Tabelle A.2). Bekannten Einflüssen wie z. B. der Veränderung des Benetzungsverhaltens infolge der Oxidation der Oberfläche wird durch den Einsatz eines korrosionsbeständigen Werkstoffs wie auch einer einheitlichen Voroxidation der Proben entgegengewirkt (vgl. Unterkapitel 5.4).

Um den Einfluss eines Großteils der in Tabelle 6.2 gezeigten Messunsicherheiten erfassen zu können, wurden Reproduzierbarkeitsmessungen durchgeführt und es wurde unterstellt, dass sich die ersten zehn Einflussfaktoren dadurch erfassen lassen. Außerdem wurden auf Grundlage der Ergebnisse von Testmessungen zur Bestimmung der Leckagerate theoretische Überlegungen angestellt, wie das Ergebnis hierdurch beeinflusst werden könnte. Darüber hinaus wurde überprüft, ob eine Verschiebung der Siedekennlinie durch eine unterkühlte Arbeitsmittelzufuhr in Kombination mit einem Impuls bei der Zufuhr sowie durch die Beleuchtung zu erwarten ist. Spezielle Untersuchungen welche Messunsicherheiten durch die Anwendung von Wärmeleitpaste anstelle der Realisierung einer stoffschlüssigen Verbindung durch das Einlöten des Proben­temperaturfühlers im Proben­grundträger hervorgerufen werden, wurden hingegen nicht durchgeführt. Auch wurde den Effekten durch das Fahren der Versuche nach dem Systemdruck anstelle der Sättigungstemperatur im Siede­behälter bzw. Arbeitsmittelbad – hier wurden keine Temperaturfühler platziert – und bei der Durch­führung der Versuche durch andere Personen, nicht nachgegangen. Letztere Einflüsse bleiben bei der Interpretation der Messergebnisse in Kapitel 7 entsprechend unberücksichtigt.

Auf dieser Grundlage ergibt sich die kombinierte Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Wärmestromdichte  $u_{c,G}(\dot{q}_{PW})$  aus den in Abschnitt 6.3.2 gezeigten kombinierten Messunsicherheiten der Absolutwertbestimmung und den hier genannten Messunsicherheiten nach der Gleichung:

$$u_{c,G}(\dot{q}_{PW}) = \sqrt{(u_{c,A}(\dot{q}_{PW}))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, LK))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, AZBL))^2 + (u(\dot{q}_{PW}, REPM))^2} \quad (6.11)$$

Die kombinierte Gesamtmessunsicherheit der Sättigungstemperatur  $u_{c,G}(T_{\text{Sat}})$  ergibt sich analog über die Gleichung

$$u_{c,G}(T_{\text{Sat}}) = \sqrt{(u_{c,A}(T_{\text{Sat}}))^2 + (u(T_{\text{Sat}}, \text{LK}))^2 + (u(T_{\text{Sat}}, \text{REPM}))^2} \quad (6.12)$$

und die kombinierte Gesamtmessunsicherheit der Übertemperatur  $u_{c,G}(\Delta T)$  nach der Gleichung:

$$u_{c,G}(\Delta T) = \sqrt{(u_{c,A}(\Delta T))^2 + (u(\Delta T, \text{LK}))^2 + (u(\Delta T, \text{AZBL}))^2 + (u(\Delta T, \text{REPM}))^2} \quad (6.13)$$

Die in den Gleichungen (6.11), (6.13) und (6.12) enthaltenen einzelnen Messunsicherheiten  $u(x_i)$  repräsentieren die Messunsicherheitsbeiträge durch eine Leckage  $u(y, \text{LK})$ , die Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung  $u(y, \text{AZBL})$  sowie der Reproduzierbarkeitsmessung  $u(y, \text{REPM})$ . Sie werden im Anhang A.4.6 diskutiert. Der Messunsicherheitsbeitrag der Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung  $u(y, \text{AZBL})$  hat keinen Einfluss auf die kombinierte Gesamtmessunsicherheit der Sättigungstemperatur  $u_{c,G}(T_{\text{Sat}})$ .

Das sich aus den Gleichungen (6.11), (6.12) und (6.13) ergebende Messunsicherheitsbudget wird in den Folgeabschnitten 6.3.4, 6.3.5 und 6.3.6 gezeigt und diskutiert.

### 6.3.4 Messunsicherheitsbudget der Wärmestromdichte

Tabelle 6.3 zeigt das Messunsicherheitsbudget der Wärmestromdichte in Bezug zur am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_p$  für vier verschiedene Messwerte (vgl. gelbe Markierungen). Diese sind in Anlehnung an die Messdaten den Bereichen des konvektiven Siedens und des Blasensiedens zuzuordnen. Die zugehörige Berechnungsformel zur Bestimmung der kombinierten Gesamtmessunsicherheit (GMU)  $u_{c,G}(\dot{q}_{pW})$  entspricht dabei Gleichung (6.11) des vorangehenden Abschnitts.

Tabelle 6.3: Messunsicherheitsbudget der gemessenen Wärmestromdichte.

| Einflussgröße   | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u_{c,A}(\dot{q}_{pW})$                               | 12,0   | 1                                   | Rechteck                           | 27,6                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{LK})$                          | 7,2  | 1                                   | Rechteck                           | 10,0                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{AZBL})$                        | 14,4   | 1                                   | Rechteck                           | 40,0                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{REPM})$                        | 10,8   | 1                                   | Rechteck                           | 22,5                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung            |  |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$                     |  |                                     | 250                                | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\dot{q}_{pW})$               |  |                                     | 22,8                               | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$                |  |                                     | 39,5                               | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an der erweiterten GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$ |  |                                     | 15,8                               | %                    |

| Einflussgröße   | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u_{c,A}(\dot{q}_{pW})$                               | 88,5   | 1                                   | Rechteck                           | 31,4                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{LK})$                          | 72,2   | 1                                   | Rechteck                           | 20,9                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{AZBL})$                        | 14,4   | 1                                   | Rechteck                           | 0,8                  |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{REPM})$                        | 108,3  | 1                                   | Rechteck                           | 46,9                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung            |  |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$                     |  |                                     | 2500                               | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\dot{q}_{pW})$               |  |                                     | 158,0                              | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$                |  |                                     | 273,7                              | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an der erweiterten GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$ |  |                                     | 10,9                               | %                    |

| Einflussgröße   | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u_{c,A}(\dot{q}_{pW})$                               | 352,5  | 1                                   | Rechteck                           | 31,4                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{LK})$                          | 288,7  | 1                                   | Rechteck                           | 21,1                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{AZBL})$                        | 14,4   | 1                                   | Rechteck                           | 0,1                  |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{REPM})$                        | 433,0  | 1                                   | Rechteck                           | 47,4                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung            |  |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$                     |  |                                     | 10000                              | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\dot{q}_{pW})$               |  |                                     | 628,7                              | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$                |  |                                     | 1089,0                             | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an der erweiterten GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$ |  |                                     | 10,9                               | %                    |

| Einflussgröße   | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u_{c,A}(\dot{q}_{pW})$                               | 1585,7   | 1                                   | Rechteck                           | 31,4                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{LK})$                          | 1299,0   | 1                                   | Rechteck                           | 21,1                 |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{AZBL})$                        | 14,4   | 1                                   | Rechteck                           | 2,6E-03              |
| $u(\dot{q}_{pW}, \text{REPM})$                        | 1948,6   | 1                                   | Rechteck                           | 47,5                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung            |  |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$                     |  |                                     | 45000                              | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\dot{q}_{pW})$               |  |                                     | 2828,3                             | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$                |  |                                     | 4898,7                             | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an der erweiterten GMU $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$ |  |                                     | 10,9                               | %                    |

Dabei sind neben den einzelnen Einflussgrößen  $x_i$  die zugehörige Messunsicherheit  $u_{c,A}(x_i)$  bzw.  $u(x_i)$ , der Sensitivitätskoeffizient  $c_i$ , die gewählte Wahrscheinlichkeitsverteilung und der prozentuale Anteil der Einflussgröße an der erweiterten Gesamtmessunsicherheit  $U_{c,G}(\dot{q}_{pW})$  gezeigt. Die Berechnung der hier gezeigten Messunsicherheiten ist im Anhang A.4.1 und A.4.6 erläutert. Die erwei-

terte Gesamtmessunsicherheit  $U_{c,G}(\dot{q}_{PW})$  ist mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = \sqrt{3}$  ermittelt, da es sich ausschließlich um Messunsicherheitsbeiträge mit Rechteckverteilung handelt. Darüber hinaus ist der prozentuale Anteil von  $U_{c,G}(\dot{q}_{PW})$  als maßgebliche Größe für die im Ergebnisteil herangezogenen Fehlerbalken in Bezug zum Messwert dargestellt.

Wie man den Ergebnissen in Tabelle 6.3 entnehmen kann, liegt eine Abhängigkeit der erweiterten Gesamtmessunsicherheit von der gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_p$  vor. Danach sinkt der prozentuale Anteil an dem betrachteten Messwert mit steigender Wärmestromdichte von  $\pm 15,8\%$  bei einer gemessenen Wärmestromdichte von  $250 \text{ W/m}^2$  auf  $\pm 10,9\%$  bei einer gemessenen Wärmestromdichte von  $45000 \text{ W/m}^2$ . Der Abfall erfolgt in den Bereichen niedriger Wärmestromdichten sehr schnell, sodass bei einer Wärmestromdichte von  $500 \text{ W/m}^2$  (hier nicht dargestellt) der Anteil bereits knapp oberhalb von  $\pm 12\%$  liegt. Ab einer gemessenen Wärmestromdichte von  $2500 \text{ W/m}^2$  lassen sich keine Änderungen mehr erkennen. Der Grund hierfür ist, dass die als konstant angenommene Messunsicherheit der Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung  $u(\dot{q}_{PW}, \text{AZBL})$  bei niedrigen Wärmestromdichten einen prozentual größeren Beitrag an  $U_{c,G}(\dot{q}_{PW})$  leistet. Bei größeren Wärmestromdichten wird dieser Beitrag sehr gering und  $U_{c,G}(\dot{q}_{PW})$  wird durch den Anteil der Reproduzierbarkeitsmessung  $u(\dot{q}_{PW}, \text{REPM})$ , gefolgt von dem Anteil des Messequipments und des Probenaufbaus  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  sowie dem Anteil der Leckagerate  $u(\dot{q}_{PW}, \text{LK})$ , dominiert.

### 6.3.5 Messunsicherheitsbudget der Sättigungstemperatur

In Tabelle 6.4 ist das Messunsicherheitsbudget für die Bestimmung der Sättigungstemperatur in Anlehnung an die Darstellung des vorangehenden Abschnitts gezeigt. Abweichend dazu ist die Bestimmung der Sättigungstemperatur unabhängig vom zugeführten Wärmestrom. Die zugehörige Berechnungsformel zur Bestimmung der kombinierten Gesamtmessunsicherheit  $u_{c,G}(T_{\text{Sat}})$  entspricht Gleichung (6.12) des Abschnitts 6.3.3.

Tabelle 6.4: Messunsicherheitsbudget der Sättigungstemperaturmessung.

| Einflussgröße                              | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$                  | 2,4E-02                           | 1                                   | Rechteck                           | 1,8                     |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{LK})$             | 0,173                             | 1                                   | Rechteck                           | 97,7                    |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{REPM})$           | 1,2E-02                           | 1                                   | Rechteck                           | 0,4                     |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Druckbereich $p$              |                                   |                                     | 9 bis 15                           | mbar                    |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(T_{\text{Sat}})$  |                                   |                                     | 0,175                              | K                       |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(T_{\text{Sat}})$   |                                   |                                     | 0,303                              | K                       |

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit  $U_{c,G}(T_{\text{Sat}})$  ist hier ebenfalls mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = \sqrt{3}$  ermittelt, da es sich auch ausschließlich um Messunsicherheitsbeiträge mit Rechteckverteilung handelt.

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit der aus dem Systemdruck bestimmten Sättigungstemperatur wird für den im Rahmen der Arbeit untersuchten Druckbereich zwischen 9 – 15 mbar mit einem Wert von  $-0,3 \text{ K}$  als konstant angenommen. Der mit Abstand dominierende Anteil an  $U_{c,G}(T_{\text{Sat}})$  wird dabei durch den abgeschätzten Messunsicherheitsbeitrag der Systemleckage  $u(T_{\text{Sat}}, \text{LK})$  mit fast  $\pm 98\%$  hervorgerufen. Dieser Messunsicherheitsbeitrag basiert auf der Annahme, dass sich einströmende Inertgase (Luft) nicht im Arbeitsmittel lösen und nach dem Gesetz von Dalton eine Reduzierung des Partialdruckes des Wasserdampfes hervorrufen. Da der Systemdruck während der Versuche stets konstant gehalten wird, führt der Eintrag von Inertgasen dazu, dass eine niedrigere Temperatur am Kondensator vorgegeben wird. Hierdurch wird schließlich ein stärkerer „Saugef-

fekt“ und damit eine Abkühlung des Arbeitsmittels im Siedebehälter hervorgerufen. Die tatsächliche Sättigungstemperatur ist folglich etwas niedriger als die zum Systemdruck gehörende. Die Messunsicherheitsbeiträge aufgrund des Messequipments  $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$  und der Reproduzierbarkeitsmessung  $u(T_{\text{Sat}}, \text{REPM})$  leisten keinen signifikanten Beitrag.

### 6.3.6 Messunsicherheitsbudget der Übertemperatur

Tabelle 6.5 zeigt das Messunsicherheitsbudget der Übertemperatur  $\Delta T$  in Anlehnung an die in Abschnitt 6.3.4 vorgestellte Darstellungsweise für die identischen Werte der am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichten  $\dot{q}_p$ . Die zugrundeliegende Berechnungsformel zur Berechnung der kombinierten Gesamtmessunsicherheit  $u_{c,G}(\Delta T)$  entspricht Gleichung (6.13) des Abschnitts 6.3.3. und die darin einfließenden Messunsicherheiten gehen aus den Anhängen A.4.5 und A.4.6 hervor. Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit  $U_{c,G}(\Delta T)$  ist ebenfalls mit einem Erweiterungsfaktor von  $k = \sqrt{3}$  ermittelt, da auch hier ausschließlich Messunsicherheitsbeiträge mit Rechteckverteilung vorliegen. Sie stellt die maßgebliche Größe für die im Ergebnisteil herangezogenen Fehlerbalken dar.

Tabelle 6.5: Messunsicherheitsbudget der Übertemperatur.

| Einflussgröße                              | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(\Delta T)$                        | 0,06                              | 1                                   | Rechteck                           | 3,7                     |
| $u(\Delta T, \text{LK})$                   | 0,17                              | 1                                   | Rechteck                           | 34,3                    |
| $u(\Delta T, \text{AZBL})$                 | 0,03                              | 1                                   | Rechteck                           | 1,0                     |
| $u(\Delta T, \text{REPM})$                 | 0,23                              | 1                                   | Rechteck                           | 61,0                    |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$          |                                   |                                     | 250                                | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\Delta T)$        |                                   |                                     | 0,296                              | K                       |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\Delta T)$         |                                   |                                     | 0,512                              | K                       |

| Einflussgröße                              | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(\Delta T)$                        | 0,06                              | 1                                   | Rechteck                           | 4,0                     |
| $u(\Delta T, \text{LK})$                   | 0,17                              | 1                                   | Rechteck                           | 34,2                    |
| $u(\Delta T, \text{AZBL})$                 | 0,03                              | 1                                   | Rechteck                           | 1,0                     |
| $u(\Delta T, \text{REPM})$                 | 0,23                              | 1                                   | Rechteck                           | 60,8                    |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$          |                                   |                                     | 10000                              | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\Delta T)$        |                                   |                                     | 0,296                              | K                       |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\Delta T)$         |                                   |                                     | 0,513                              | K                       |

| Einflussgröße                              | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(\Delta T)$                        | 0,10                              | 1                                   | Rechteck                           | 10,4                    |
| $u(\Delta T, \text{LK})$                   | 0,17                              | 1                                   | Rechteck                           | 32,0                    |
| $u(\Delta T, \text{AZBL})$                 | 0,03                              | 1                                   | Rechteck                           | 0,9                     |
| $u(\Delta T, \text{REPM})$                 | 0,23                              | 1                                   | Rechteck                           | 56,8                    |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_p$          |                                   |                                     | 45000                              | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte GMU $u_{c,G}(\Delta T)$        |                                   |                                     | 0,306                              | K                       |
| erweiterte GMU $U_{c,G}(\Delta T)$         |                                   |                                     | 0,531                              | K                       |

Betrachtet man die Ergebnisse, so lässt sich nahezu keine Abhängigkeit der erweiterten Gesamtmessunsicherheit von der gemessenen Wärmestromdichte erkennen. Die Ergebnisse liegen bis zu einer Wärmestromdichte von 10000 W/m<sup>2</sup> nahezu konstant bei  $U_{c,G}(\Delta T) = \pm 0,51$  K und steigen bei einer Wärmestromdichte von 45000 W/m<sup>2</sup> auf  $U_{c,G}(\Delta T) = \pm 0,53$  K an. Der leichte Anstieg ist in der Zunahme des Absolutwerts der gemessenen Wärmestromdichte begründet. Dies ist im Anhang A.4.5 anhand des Messunsicherheitsbudgets der kombinierten Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $u_{c,A}(\Delta T)$  zu erkennen (vgl. Tabelle A.9).

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit wird durch den Anteil der Reproduzierbarkeitsmessung  $u(\Delta T, \text{REPM})$  dominiert. Der zweitgrößte Beitrag ist der Anteil der Leckagerate  $u(\Delta T, \text{LK})$ , gefolgt vom Anteil der kombinierten Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $u_{c,A}(\Delta T)$ . Die Messunsicherheit der Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung  $u(\Delta T, \text{AZBL})$  ist nahezu bedeutungslos.

---

### 6.3.7 Zusammenfassung und Festlegung der Messunsicherheitsbeiträge

---

Die Analyse und Aufstellung des Messunsicherheitsbudgets der gemessenen Wärmestromdichte, der aus dem Systemdruck berechneten Sättigungstemperatur und der Übertemperatur nach GUM hat gezeigt, dass in allen Fällen die versuchsbedingten Messunsicherheitsbeiträge dominieren. Der prozentuale Anteil der Messunsicherheitsbeiträge, die durch das Messequipment und den Probenaufbau hervorgerufen werden, tragen bei der gemessenen Wärmestromdichte mit maximalen Anteilen von in etwa  $\pm 31\%$  und bei der Übertemperatur von in etwa  $\pm 9\%$  bei. Der durch das Messequipment hervorgerufene prozentuale Anteil an der bestimmten Sättigungstemperatur liegt lediglich bei  $\pm 1,8\%$ .

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Wärmestromdichte nimmt mit steigender Wärmestromdichte deutlich ab und nähert sich zügig einem nahezu konstanten prozentualen Anteil an der gemessenen Wärmestromdichte von in etwa  $11\%$ . Dabei dominiert stets der Messunsicherheitsbeitrag der Reproduzierbarkeitsmessungen mit einem Anteil von fast  $\pm 50\%$  an der erweiterten Gesamtmessunsicherheit. Lediglich bei sehr geringen Wärmestromdichten  $\leq 250 \text{ W/m}^2$  beginnen auch andere als konstant angenommene Messunsicherheitsbeiträge eine Rolle zu spielen. Diese haben zur Folge, dass der prozentuale Anteil an der gemessenen Wärmestromdichte bei  $250 \text{ W/m}^2$  beispielweise bei ca.  $\pm 16\%$  und bei  $50 \text{ W/m}^2$  bei ca.  $\pm 58\%$  liegt.

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit der aus dem Systemdruck bestimmten Sättigungstemperatur wird für den im Rahmen der Arbeit untersuchten Druckbereich zwischen 9 und 15 mbar mit einem Wert von  $-0,3 \text{ K}$  als konstant angenommen. Der mit Abstand dominierende Anteil wird dabei durch den abgeschätzten Messunsicherheitsbeitrag der Systemleckage mit fast  $\pm 98\%$  hervorgerufen. Dieser Messunsicherheitsbeitrag hat zur Folge, dass die tatsächliche Sättigungs- bzw. Arbeitsmitteltemperatur mit zunehmender Versuchszeit stets etwas niedriger als die zum Systemdruck gehörende ist.

Die erweiterte Gesamtmessunsicherheit der Übertemperatur zeigt über den gesamten Messbereich nahezu keine Veränderung. Bei Wärmestromdichten bis  $10000 \text{ W/m}^2$  liegt sie konstant bei  $\pm 0,51 \text{ K}$  und wird durch den Messunsicherheitsbeitrag der Reproduzierbarkeitsmessungen mit einem Anteil von in etwa  $\pm 61\%$  und dem Messunsicherheitsbeitrag der Leckagerate mit einem Anteil von in etwa  $\pm 34\%$  dominiert. Bei höheren Wärmestromdichten beginnt der Messunsicherheitsbeitrag, der durch das Messequipment und den Probenaufbau hervorgerufen wird, zunehmend eine Rolle zu spielen. Er erreicht allerdings bei den Höchstwerten der im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Wärmestromdichten maximal in etwa  $\pm 10\%$  des Gesamtbeitrags. Somit ist der Maximalwert der erweiterten Gesamtmessunsicherheit der Übertemperatur bei einer Wärmestromdichte von  $45000 \text{ W/m}^2$  mit  $\pm 0,53 \text{ K}$  nur geringfügig höher.

Auf Grundlage dieser Erkenntnisse und den beobachteten Größenordnungen der Zahlenwerte von gemessener Wärmestromdichte und Übertemperatur wird für die Interpretation der Messergebnisse stets eine erweiterte Gesamtmessunsicherheit für die gemessene Wärmestromdichte von  $U_{c,G}(\dot{q}_{PW}) = \pm 14\%$  und für die Übertemperatur von  $U_{c,G}(\Delta T) = \pm 0,53 \text{ K}$  als Fehlerbalken berücksichtigt. Die Wahl des dabei zugrundeliegenden Erweiterungsfaktors von  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  hat eine Überdeckungswahrscheinlichkeit von  $100\%$  zur Folge. Dabei wird die Annahme getroffen, dass sämtliche Streugrenzen korrekt gewählt sind. Dem angegebenen Systemdruck wird kein direkter Messunsicherheitsbeitrag zugeordnet.



---

## 7 Ergebnisse und Diskussion

---

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse entsprechend der in Abschnitt 5.2.3 beschriebenen Versuchsziele vorgestellt. Danach wird zunächst der Einfluss der geometrischen Faserparameter auf die Initiierung des Blasensiedens und den weiteren Verlauf der Siedekennlinie im vollständig gefluteten Fall diskutiert. Dies beinhaltet die Analyse des Einflusses des Faserdurchmessers, der Porosität, der Höhe der Faserstrukturzylinder sowie der Anzahl der Faserstrukturzylinder auf dem Grundträger und damit der Veränderung des Durchmessers der Faserstrukturzylinder. Darauf aufbauend werden die Ergebnisse einer Systemdruckvariation im Bereich zwischen 9 und 15 mbar sowie die Ergebnisse der Variation von drei verschiedenen Füllniveaus vorgestellt. Beide Variationen erfolgen anhand von Probe 4.

Das Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung wird in Abhängigkeit von zwei unterschiedlichen Aufbauvarianten der Proben aufgezeigt. Die Aufbauvarianten sind dabei jeweils teilgeflutet. Zum einen wird hier anhand der Probe 1\*, Probe 5 und Probe 6 primär die Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  nach Gleichung (3.19) in eindimensionaler Richtung für unterschiedliche Höhen des Faserstrukturzylinders überprüft. Hierbei findet die Behelfskomponente radiale Halbisolierung Anwendung (vgl. Abbildung 5.6). Zum anderen werden anhand der Proben 5 und 6 mit und ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung sowie der Probe 8 und 10 unter Berücksichtigung der Höhe des Faserstrukturzylinders und seines Durchmessers sowohl der Einfluss der Oberflächenvergrößerung, die in direktem Kontakt mit dem Dampfraum steht, als auch der Effekt der Anzahl der Faserstrukturzylinder gezeigt. Im Anschluss daran werden Untersuchungsergebnisse zum Siedeverzug (Keimbildungshysterese) und zur Frage nach dem Einfluss des Oxidationsgrads anhand von Probe 4 im vollständig gefluteten Fall und von Probe 9 bei einem niedrigen Füllniveau gezeigt. Die miteinander verglichenen Proben und der verwendete Probenaufbau werden durch Versuchsbilder verdeutlicht. Außerdem werden neben den in Tabelle 5.3 aufgeführten charakteristischen Größen der metallischen Kurzfasernstrukturen weitere Kenngrößen definiert und entsprechend in den Diagramm-Legenden erfasst.

Bei den gezeigten Messergebnissen ist die Wärmestromdichte als Funktion der Übertemperatur aufgetragen. Dabei ist die Wärmestromdichte analog zu den meisten in der Literatur gezeigten Ergebnissen und für die direkte Anwendung der in Kapitel 3 vorgestellten Korrelationen stets in Bezug zur Basisfläche des Probengrundträgers, auf dem der Wärmestrom zugeführt wird, angegeben. Die Übertemperatur ist über die Gleichung (6.2) bestimmt, wobei die Sättigungstemperatur  $T_{\text{sat}}$  der aus dem Systemdruck bestimmten Temperatur entspricht (vgl. Abbildung 6.2). Die aufgrund der hydrostatischen Druckdifferenz der Wassersäule hervorgerufene Veränderung der Sättigungstemperatur wird ausschließlich in einem Einzelfall, d. h. bei der Füllniveauvariation, berücksichtigt. Die in Unterkapitel 6.3 bestimmten Messunsicherheiten sind als Fehlerbalken an ausgewählten Kurven eingezeichnet und die in Kapitel 3 vorgestellten Korrelationen werden entsprechend dem zutreffenden Siedefall zum Literaturabgleich herangezogen. Sofern nicht anders angegeben, sind die Messergebnisse stets ausgehend von der maximal möglichen Leistungs- bzw. Wärmezufuhr aufgezeichnet. Die Leistungszufuhr wird dabei nach Erreichen stationärer Messwerte kontinuierlich reduziert.

Abschließend soll noch einmal daran erinnert werden, dass ein Teil der Ergebnisse bereits im Sor-Cool-Abschlussbericht gezeigt wurde (vgl. [200]). Die vorliegenden Ergebnisse stellen eine vollständige Überarbeitung dar. Hierbei wurden unklare Kurvenverläufe vereinzelt nachgemessen bzw. ersetzt und darüber hinaus eine detaillierte Analyse der Ergebnisse durchgeführt.

## 7.1 Einfluss geometrischer Probenparameter im Fall der vollständigen Flutung

In diesem Unterkapitel wird dem Einfluss geometrischer Probenparameter auf das Messergebnis bzw. den Verlauf der Siedekennlinie im Fall der vollständigen Faserstrukturflutung nachgegangen. Dabei wird zunächst der Einfluss der Faserparameter Faserdurchmesser, Porosität sowie der Höhe des Faserstrukturzylinders und im Anschluss daran der Einfluss der Anzahl der Faserstrukturzylinder behandelt. Die Ergebnisse werden mit den im Grundlagenteil vorgestellten Korrelationen verglichen (vgl. Unterkapitel 3.4).

### 7.1.1 Einfluss von Faserdurchmesser, Porosität und Höhe des Faserstrukturzylinders

Grundvoraussetzung zur Analyse des Einflusses der Faserparameter Faserdurchmesser, Porosität und der Höhe des Faserstrukturzylinders ist, dass sich die gebildeten Blasen tatsächlich den Weg durch die Faserstruktur hindurch suchen „müssen“ und nicht über einen Weg mit geringerem Strömungswiderstand entweichen können.

Dies war zunächst nicht bei allen für diesen Vergleich herangezogenen Proben der Fall. In einigen Fällen kam es zu einem bevorzugten Blasenaustritt an dem fertigungsbedingten Ringspalt zwischen Faserstruktur und Probenisolierung (vgl. oberer Bildausschnitt in Abbildung 7.1), was zur Anfertigung der in Abbildung 5.6 gezeigten Behelfskomponente „Aufsatz“ führte. Da sich das gleichmäßige Anpressen und Festklemmen des Aufsatzes im Hinblick auf reproduzierbare Messergebnisse jedoch nicht als zuverlässig erwies, wurde der Ringspalt zusätzlich mit einem Heißkleber versiegelt. Der versiegelte Ringspalt ist in den unteren Bildern von Abbildung 7.23 zu erkennen.

In Abbildung 7.1 ist die Beeinflussung des Messergebnisses anhand der Versuchsergebnisse von Probe 4 mit und ohne Aufsatz jeweils für die Fälle mit und ohne Versiegelung des Ringspalts bei einem Systemdruck von 13 mbar und einem mittleren Füllniveau (12,5 mm) dargestellt.

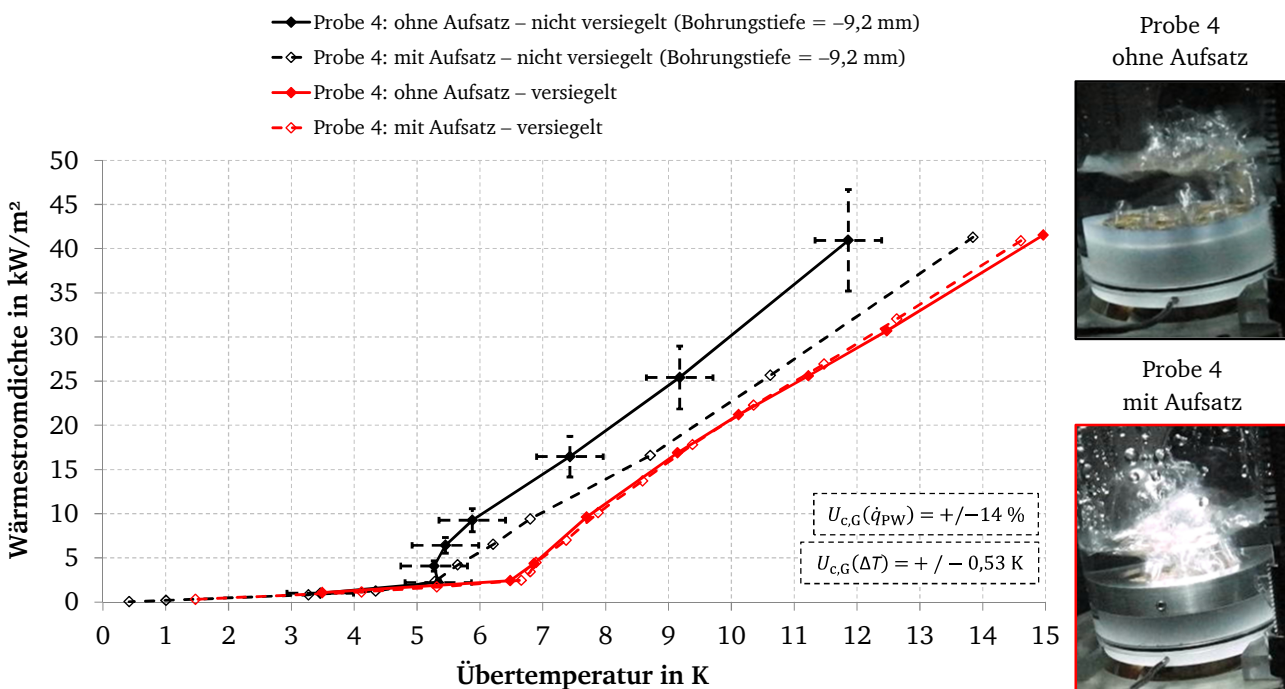


Abbildung 7.1: Messergebnisse mit versus ohne Aufsatz für die Fälle mit und ohne Versiegelung sowie Bildausschnitte des Blasenaustritts ohne und mit Aufsatz (jeweils ohne Versiegelung). Messbedingung: 13 mbar und mittleres Füllniveau.

Dabei zeigen die schwarzen Kurven den Einfluss des Aufsatzes ohne die Versiegelung der Proben. Hier wird bei dem Versuch ohne Aufsatz im Bereich des Blasensiedens und der Betrachtung gleicher

---

Übertemperaturen stets eine höhere Wärmestromdichte als bei dem Versuch mit Aufsatz übertragen. Die Initiierung des Blasensiedens erfolgt in beiden Fällen bei etwa 5,5 K. Als Grund für die höhere Übertragungsleistung wird neben dem geringeren Strömungswiderstand für die Blasenentweichung die etwas vergrößerte Fläche zwischen Faserstruktur und Arbeitsmittel angesehen, die bei der Entfernung des Aufsatzes freigelegt wird. Dort kann das nachzuführende Arbeitsmittel ungehindert an der Stirnfläche der Faserstruktur einströmen und über den Ringspalt in Form von Blasen entweichen (vgl. Bildausschnitte). Die Ergebnisse von Reproduzierbarkeitsmessungen für den Versuch mit Aufsatz lagen zwischen diesen Messergebnissen bzw. Kurvenverläufen, da während der Versuche trotz des Aufsatzes immer noch Blasen bevorzugt am Randbereich, d. h. der Kontaktfläche zwischen dem axialen Dichtring des Aufsatzes und der Faserstruktur (vgl. rechter Bildausschnitt in Abbildung 5.6), austraten. Dies war schließlich der Grund für die Versiegelung des Ringspalts.

Die roten Kurven zeigen analog die Ergebnisse mit versiegeltem Ringspalt. Die Tatsache, dass im versiegelten Fall keine Differenz mehr zwischen den Messergebnissen der Versuche mit und ohne Aufsatz vorliegt, ist auf die Überdeckung der Faserstruktur mit dem Heißkleber zurückzuführen. Diese reicht in etwa bis zum Innendurchmesser des Aufsatzes, wie sich anhand des Vergleichs der rechten Darstellungen von Abbildung 5.6 und Abbildung 7.23 erkennen lässt. Der Blasenaustritt entspricht in beiden Fällen etwa dem wie er im unteren Bildausschnitt in Abbildung 7.1 zu sehen ist. Ein quantitativer Vergleich der Ergebnisse der Versuche mit und ohne Versiegelung ist nicht möglich, da die Bohrungen für den Temperaturfühler (vgl. Abbildung 6.2) unterschiedlich tief waren. Darüber hinaus wurde in den Fällen, in denen der Ringspalt nicht versiegelt war, keine Wärmeleitpaste verwendet. Die erkennbare Verschiebung der Initiierung des Blasensiedens zu höheren Übertemperaturen scheint dennoch einleuchtend, da die Blasen vor ihrem Ablösen von der Heizfläche im Fall der besseren Abdichtung zunächst einen höheren Überdruck aufbringen müssen, um den Strömungswiderstand der Faserstruktur zu überwinden.

Anhand des vorangegangenen Vergleichs wird ersichtlich, wie wichtig das vollständige Verschließen dieses Ringspalts war. Die im folgenden gezeigte Analyse zum Einfluss der Faserparameter Faserdurchmesser  $d_F$ , Porosität  $\varepsilon$  und der Höhe der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$  wird daher ausschließlich an den Versuchsergebnissen der Proben mit versiegeltem Ringspalt durchgeführt.

Abbildung 7.2 zeigt die Messergebnisse der ersten vier in Tabelle 5.3 aufgeführten Proben, bei denen die Variation von Versuchen mit und ohne Aufsatz der Absicherung des Ergebnisses diene. Auf die sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Versuche mit und ohne Aufsatz sei direkt verwiesen, wie die entsprechenden Kurvenverläufe von Probe 1 und 3 neben denen von Probe 4 zeigen. Außerdem ist anzumerken, dass das Messergebnis von Probe 2 bei dem Versuch mit Aufsatz aufgrund eines Probendefekts im Anschluss an diesen Versuch lediglich einmal gemessen wurde. Aus diesem Grund liegt auch kein Messergebnis für den Versuch ohne Aufsatz vor. Der hier gezeigte Kurvenverlauf wird allerdings durch die Messergebnisse der Reproduzierbarkeitsmessungen anhand dieser Probe gestützt (vgl. Abbildung A.4.13 im Anhang A.4.6). Diese wurden anhand von Probe 2 mit einem zunächst höheren Faserstrukturzylinder, d. h. mit  $\delta_{FSZ} = 12,1$  mm anstelle von  $\delta_{FSZ} = 8$  mm, bestimmt. Ein direkter Vergleich dieser Ergebnisse ist allerdings nicht möglich, da die Probe neben der Differenz in der Höhe des Faserstrukturzylinders eine um 9,2 mm geringere Bohrungstiefe für den Temperaturfühler aufwies. Darüber hinaus wurden diese Versuche ohne Aufsatz und Probenversiegelung durchgeführt. In Abbildung 7.2 sind ferner die Ergebnisse einer Glattprobe für den Bereich des konvektiven Siedens und die Rechenergebnisse der Korrelation von Semena et al. [161] und Kostornov et al. [86] zum Vergleich eingetragen (vgl. Gleichung (3.26) bzw. Gleichung (3.25)).

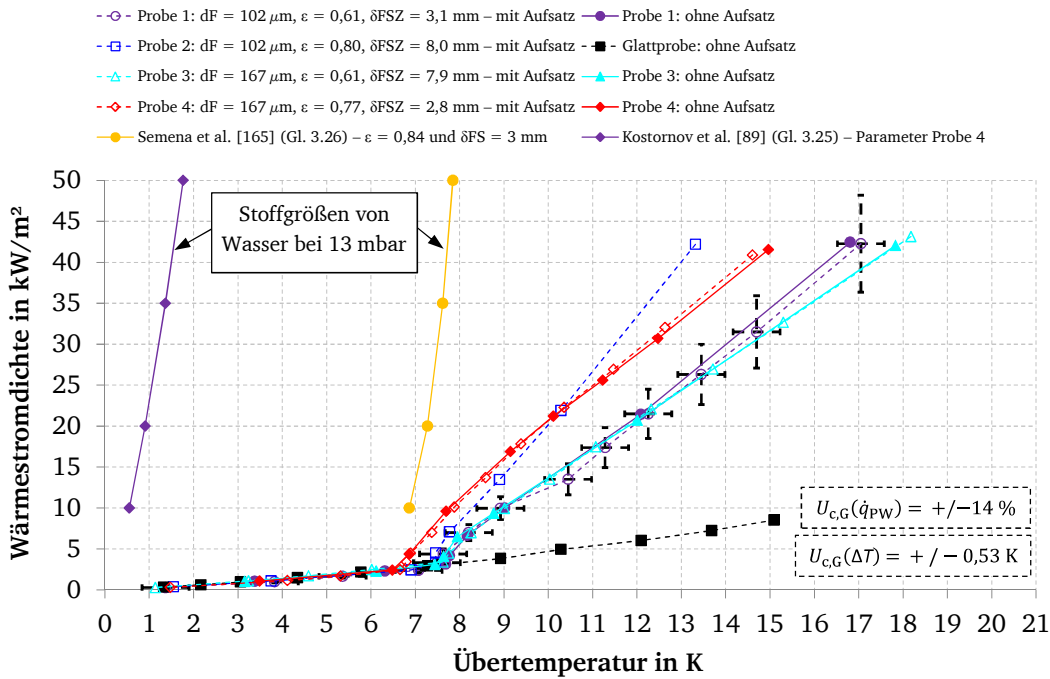


Abbildung 7.2: Vergleich der Strukturparameter im Hinblick auf das Blasensieden für Versuche mit und ohne Aufsatz bei 13 mbar und mittlerem Füllniveau. Der Ringspalt zwischen Faserstruktur und Probenisolierung ist in allen Fällen versiegelt. Demnach sind die Blasensiede-Korrelationen von Semena et al. [161] und Kostornov et al. [86] außerhalb ihrer Gültigkeitsbereiche von 100 mbar bis Atmosphärendruck bzw. 200 mbar bis Atmosphärendruck nicht anwendbar.

Wie der Vergleich zwischen den Ergebnissen der Korrelationen und den Messergebnissen zeigt, liegen die Steigungen der Kurvenverläufe beider Korrelationen deutlich über denen der Messergebnisse dieser Arbeit und die Übertemperaturen nach der Korrelation von Kostornov et al. [86] deutlich daneben. Beide Korrelationen lassen sich folglich nicht außerhalb ihrer Gültigkeitsbereiche von 100 mbar (Semena et al. [161]) bzw. 200 mbar (Kostornov et al. [86]) anwenden.

Im Hinblick auf den Einfluss der Faserparameter lassen sich im Bereich des konvektiven Siedens keine Differenzen zwischen den unterschiedlichen Proben untereinander, aber auch nicht im Vergleich zu dem Messergebnis der Glattprobe erkennen. Zur Beurteilung des Einflusses des Faserdurchmessers  $d_F$ , der Porosität  $\varepsilon$  und der Höhe der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$  im Bereich des Blasensiedens werden die aus Abbildung 7.2 abgelesenen Übertemperaturen bei einer Wärmestromdichte von  $3 \text{ kW/m}^2$  – diese entspricht in etwa der Initiierung des Blasensiedens – und bei einer Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  herangezogen und nach dem von Klein [78] beschriebenen Vorgehen zur Taguchi-Analyse ausgewertet. Bezüglich des Vorgehens bei der Auswertung sei auf Klein [78] verwiesen. Ferner werden die bestimmten Messunsicherheiten hierbei vernachlässigt und erst bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt.

In Tabelle 7.1 sind die abgelesenen Zahlenwerte der Übertemperatur als Mittelwert aus dem Ergebnis der Versuche mit und ohne Aufsatz für die unterschiedlichen Proben und deren charakteristische Parameter aufgelistet. Dabei sind die niedrigsten Zahlenwerte der Übertemperatur bei der niedrigen und hohen Wärmestromdichte jeweils gelb markiert (vgl.  $\Delta T_{IBS}$  bzw.  $\Delta T$ ). Zusätzlich sind die Rechenergebnisse von Gleichung (3.22) und (3.23) aus dem Abschnitt 3.4.4 zur Berechnung der Initiierung des Blasensiedens (IBS) aufgeführt. Hier fließt der ebenfalls angegebene effektive Porendurchmesser  $D_{p,eff}$  ein. Die leichten Differenzen zwischen der angegebenen Probenporosität des Herstellers und der Porosität der Faserproben während der Quecksilberporosimetriemessungen werden dabei als vernachlässigbar angesehen (vgl. Tabelle 5.3 und Tabelle 5.6). Zusätzlich sind die berechneten Zahlenwerte für die Skelettwärmeleitfähigkeit  $\lambda_{skl}$  und die viskosen Reibungsdruckver-

luste der Flüssigkeitsströmung  $\Delta p_{FS}$  nach Gleichung (3.9) entsprechend der jeweiligen Faserstrukturparameter zur Interpretation der Ergebnisse eingetragen. Im letzten Fall sind die Permeabilität  $K$  über Gleichung (3.10) bestimmt, die Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  als durchströmte Länge  $L$  zugrundegelegt und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Flüssigkeit in der Struktur  $w_F$  in Abhängigkeit der zugeführten Wärmestromdichte nach Gleichung (3.14) berechnet. Die Reibungs- bzw. Strömungsdruckverluste sind hier exemplarisch entsprechend einer zugeführten Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  bestimmt. Sie variieren linear mit der Durchströmungsgeschwindigkeit. Der hydrodynamische Druckverlust der Wassersäule ist aufgrund des selben Füllniveaus in allem Fällen identisch und daher nicht berücksichtigt.

Tabelle 7.1: Gegenüberstellung charakteristischer Probenparameter und wichtiger Berechnungsgrößen für die Ergebnisinterpretation sowie Ablesewerte der Übertemperaturen mit Korrelationsvergleich.

| Probe | $d_F$         | $\varepsilon$ | $\delta_{FSZ}$ | $D_{p,eff}$   | $\lambda_{skl}$<br>nach<br>Gl. (3.3) | $\Delta p_{FS}$ nach<br>Gl. (3.9) bei<br>$40 \text{ kW/m}^2$ | $\Delta T_{IBS}$<br>bei<br>$3 \text{ kW/m}^2$ | $\Delta T_{IBS}$<br>nach<br>Gl. (3.22) | $\Delta T_{IBS}$<br>nach<br>Gl. (3.23) | $\Delta T$<br>bei<br>$40 \text{ kW/m}^2$ |
|-------|---------------|---------------|----------------|---------------|--------------------------------------|--|---|--|--|--|
| -     | $\mu\text{m}$ | -             | mm             | $\mu\text{m}$ | W/(K m)                              | Pa   | K   | K                                      | K                                      | K  |
| 1     | 102           | 0,61          | 3,1            | 88            | 26                                   | 0,44   | 7,6   | 36,2                                   | 3,1                                    | 16,5                                     |
| 2     | 102           | 0,80          | 8,0            | 160           | 9                                    | 0,14   | 7,3   | 19,9                                   | 2,8                                    | 13,0                                     |
| 3     | 167           | 0,61          | 7,9            | 100           | 28                                   | 0,44   | 7,5   | 31,8                                   | 3,3                                    | 17,5                                     |
| 4     | 167           | 0,77          | 2,8            | 184           | 12                                   | 0,04   | 6,7   | 17,3                                   | 3,1                                    | 14,5                                     |

Basierend auf den in Tabelle 7.1 aufgeführten Zahlenwerten für die gemessenen Übertemperaturen ergeben sich in Bezug zur Initiierung des Blasensiedens in Anlehnung an Klein [78] folgende Ergebnisse: Die Vergrößerung des Faserdurchmessers  $d_F$  von  $102 \mu\text{m}$  auf  $167 \mu\text{m}$  und die Zunahme der Porosität  $\varepsilon$  von etwa 0,6 auf etwa 0,8 rufen eine Reduzierung der Übertemperatur um  $-0,35 \text{ K}$  bzw.  $-0,55 \text{ K}$  hervor. Der Anstieg der Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  von etwa  $3 \text{ mm}$  auf  $8 \text{ mm}$  hat hingegen eine Zunahme der Übertemperatur um  $+0,25 \text{ K}$  zur Folge. Bei der Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  ruft die Vergrößerung des Faserdurchmessers  $d_F$  von  $102 \mu\text{m}$  auf  $167 \mu\text{m}$  hingegen eine Zunahme der Übertemperatur um  $+1,25 \text{ K}$  hervor. Die Zunahme der Porosität  $\varepsilon$  von etwa 0,6 auf etwa 0,8 zeigt eine Reduzierung der Übertemperatur um  $-3,25 \text{ K}$  und der Anstieg der Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  von etwa  $3 \text{ mm}$  auf  $8 \text{ mm}$  ebenfalls eine Reduzierung um  $-0,25 \text{ K}$ .

Berücksichtigt man auf Grundlage dieser Ergebnisse ferner die Messunsicherheit der Wärmestromdichte mit  $\pm 14 \%$  des Messwerts und der Übertemperatur mit einem Wert von  $\pm 0,53 \text{ K}$ , so lässt sich im Hinblick auf die Initiierung des Blasensiedens lediglich eine Verbesserung des Ergebnisses durch die Erhöhung der Porosität  $\varepsilon$  von etwa 0,6 auf etwa 0,8 erkennen – Kurvenverschiebung zu niedrigeren Übertemperaturen. Bei der Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  stellt sich die Erhöhung der Porosität  $\varepsilon$  ebenfalls positiv dar, während die Vergrößerung des Faserdurchmessers  $d_F$  von  $102 \mu\text{m}$  auf  $167 \mu\text{m}$  eine Verschlechterung des Ergebnisses hervorruft. Zum Einfluss der Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  kann keine Aussage getroffen werden.

Betrachtet man die Ergebnisse im Hinblick auf das verwendete Fasermaterial, liefert Probe 4 das beste Ergebnis, gefolgt von dem der Probe 1, Probe 2 und Probe 3. Dies geht unter Berücksichtigung der äußeren Wärmeübertragungsfläche hervor. Die  $A_A/A_{Basis}$ -Verhältnisse liegen entsprechend bei 17,54, 105 bzw. 75 (vgl. Tabelle 5.3). Das verwendete Fasermaterial wird zur Steigerung der Übertragungsleistung auf der gegebenen Basisfläche folglich bei Probe 4 am effizientesten eingesetzt. Zwar liegt der mittlere Wärmeübergangskoeffizient bei der Glattprobe in Bezug zur tatsächlichen äußeren Wärmeübertragungsfläche über dem der Probe 4, doch ist der gesamte auf der gegebenen Basisfläche übertragene Wärmestrom aufgrund der um den Faktor 17 kleineren tatsächlichen äußeren Übertragungsfläche bei der Glattprobe in Summe geringer (vgl. Gleichung (2.1)).



Die Erkenntnis, dass die Zunahme der Porosität einen positiven Einfluss in Form der Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte bei der Betrachtung identischer Übertemperaturen hat, widerspricht den in Abschnitt 3.4.5 vorgestellten Erkenntnissen anderer Autoren (vgl. „Faserstrukturparameter- und Faserwerkstoffeinfluss“). Nach den Ergebnissen von Poniewski und Wójcik [128], Tang et al. [184] sowie Kostornov et al. [86] bewirkt „die Reduzierung der Porosität“ im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens eine Zunahme der übertragenen Wärmestromdichte. Dies wird nach Kostornov et al. [86] auf die deutlich niedrigere Skelettwärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{skl}}$  bei Strukturen hoher Porosität zurückgeführt. Die nach Gleichung (3.3) berechneten Zahlenwerte für  $\lambda_{\text{skl}}$  sind daher in Tabelle 7.1 zum Vergleich eingetragen. Für ein identisches Fasermaterial hängen sie fast ausschließlich von der Porosität  $\varepsilon$  ab und unterscheiden sich diesbezüglich im Mittel um den Faktor 2,5. Die Zunahme von  $\lambda_{\text{skl}}$  mit  $d_F$  ist sehr gering. Auf der anderen Seite verweisen Kostornov et al. [86] allerdings auch auf die Tatsache, dass die Hydrodynamik des Dampfblasenaustritts in dem Fall der größeren Porosität verbessert wird, d. h. dass geringere Strömungsdruckverluste vorliegen. Dies geht aus dem Vergleich der nach Gleichung (3.9) berechneten Zahlenwerte für  $\Delta p_{FS}$  in Tabelle 7.1 hervor und scheint in diesem Fall der bedeutende Faktor zu sein (vgl. Probe 1 mit Probe 4 und Probe 3 mit 2). Wie eine separate Gegenüberstellung zeigt, kann der Einfluss der unterschiedlichen Faserdurchmesser im Hinblick auf das allgemeine Trendverhalten, d. h. dass geringere Strömungsdruckverluste mit der Zunahme der Porosität einhergehen, vernachlässigt werden. Demnach liegt der geringste Strömungsdruckverlust bei Probe 4, gefolgt von Probe 2 und denen von Probe 1 und Probe 3 – die identische Ergebnisse liefern – vor. Vergleicht man die in Tabelle 7.1 aufgeführten Zahlenwerte mit den Ergebnissen aus Abbildung 7.2 wird zum einen klar, weshalb die Messergebnisse bzw. die Siedekennlinienverläufe von Probe 1 und Probe 3 einander fast über den gesamten Bereich überlappen. Die zuvor diskutierten Zahlenwerte sind identisch. Zum anderen lässt sich die frühere Initiierung des Blasensiedens bei Probe 4 aufgrund des geringeren Strömungsdruckverlustes im Vergleich zu den höheren Strömungsdruckverlusten von Probe 2 und Probe 1 sowie Probe 3 nach der vorangehenden These erklären. Einzig das Ergebnis von Probe 2 bei der Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  passt nicht zu dieser These und deutet auf weitere Einflussfaktoren neben dem Strömungsdruckverlust hin.

Der negative Effekt der Vergrößerung des Faserdurchmessers in Form einer Reduzierung der Anzahl aktiver Verdampfungszentren könnte bei der hohen Wärmestromdichte der entscheidende Grund sein, wie von Tang et al. [184] vermutet. Die mit der Zunahme des Faserdurchmessers einhergehende Vergrößerung des effektiven Porendurchmessers  $D_{P,\text{eff}}$  geht bei dem Vergleich der entsprechenden Zahlenwerte von Probe 1 und Probe 3 sowie Probe 2 und Probe 4 – bei nahezu identischer Skelettwärmeleitfähigkeit sowie Porosität – hervor. Außerdem korrelieren die jeweils geringeren effektiven Porendurchmesser  $D_{P,\text{eff}}$  mit einer niedrigeren Übertemperatur (vgl. ebenfalls Probe 1 und Probe 3 sowie Probe 2 und Probe 4). Der Absolutwert ist hierbei allerdings nicht entscheidend. Geringe Porengrößen wurden in Kombination mit der Abnahme der Porosität von Kostornov et al. [86] – aufgrund der verbesserten Flüssigkeitserwärmung – ebenfalls als vorteilhaft für die übertragene Wärmestromdichte angesehen; gleichzeitig wurde jedoch auch auf die Komplexität des Prozesses verwiesen.

Aufgrund der Tatsache, dass der Versuch mit Probe 2 jedoch nur einmalig durchgeführt wurde und die Messergebnisse unter Berücksichtigung der Messunsicherheit bereits recht dicht beieinander liegen, sollte speziell der Einfluss des Faserdurchmessers in Kombination mit dem effektiven Porendurchmesser anhand weiterer Messreihen überprüft werden. Als vorteilhaft für die Steigerung der Übertragungsleistung kann mit Sicherheit ausschließlich die höhere Porosität angesehen werden.



Wie der Vergleich der Spalten 8, 9 und 10 in Tabelle 7.1 zeigt, weichen die Rechenergebnisse der Korrelationen zur Vorhersage der Initiierung des Blasensiedens  $\Delta T_{\text{IBS}}$  deutlich von den Messergebnissen ab. Vor allem die Ergebnisse nach Gleichung (3.22) liegen signifikant über den Messergebnissen. Darüber hinaus stimmt das Trendverhalten der Faserparameter ausschließlich für die Berechnung nach Gleichung (3.22) überein.

Bei der Berechnung sind in beiden Gleichungen die Stoffdaten unter Berücksichtigung des Füllniveaus, d. h. 13 mbar + 1,1 mbar (hydrostatische Drucksäule), herangezogen. Für die notwendige Übertemperatur zur Initiierung des Blasensiedens anhand einer Glattprobe  $\Delta T_{\text{IBS,GP}}$  – als Eingangsgröße in Gleichung (3.23) – ist in Anlehnung an die Ergebnisse der Literaturrecherche in Abschnitt 2.4.2 ein Zahlenwert von  $\Delta T_{\text{IBS,GP}} = 25$  K angenommen.

Wenn die Gleichung (3.22) mit dem angenommenen Porendurchmesser an die Messergebnisse angepasst werden würde, müssten die effektiven Porendurchmesser Zahlenwerte von  $D_{\text{P,eff}} = 420, 435, 425$  und  $475 \mu\text{m}$  (Probe 1 – 4) aufweisen, d. h. in der Größenordnung des maximalen Porendurchmessers  $D_{\text{P,max}}$  liegen (vgl. Tabelle 5.6). Folglich würde die Berechnung der Initiierung des Blasensiedens besser durch die Gleichung (3.21) für den Fall der Kapillarfütterung wiedergegeben (vgl. Abschnitt 3.4.4). Für die Anpassung von Gleichung (3.23) mit  $\Delta T_{\text{IBS,GP}} = 25$  K müssten die effektiven Porendurchmesser  $D_{\text{P,eff}}$  entsprechend mit 32000, 99000, 26000 und 33000  $\mu\text{m}$  (Probe 1 – 4) gewählt werden, also mit unrealistisch hohen Zahlenwerten. Die damit einhergehende Veränderung der thermischen Leitfähigkeit des Skeletts  $\lambda_{\text{skl}}$  sowie der Porosität  $\varepsilon$  ist dabei allerdings nicht berücksichtigt. Auch die Anpassung von Gleichung (3.23) über den deutlich sensitiveren Zahlenwert von  $\Delta T_{\text{IBS,GP}}$  ist nicht sinnvoll (linearer Zusammenhang). Hier müssten Zahlenwerte im Bereich von  $\Delta T_{\text{IBS,GP}} = 55 - 66$  K gewählt werden, um die Größenordnung der Messwerte zu treffen. Dies weicht deutlich von den in der Literatur beobachteten Messergebnissen ab (vgl. Abschnitt 2.4.2).

Festzuhalten ist, dass sich der übertragene Wärmestrom auf der gegebenen Grundfläche durch die Metallfaserstrukturen im Vergleich zur glatten Referenzprobe zwar deutlich steigern lässt, doch macht sich ihr Potenzial erst oberhalb der Erschließungsgrenze zum Erreichen des Regimes des Blasensiedens in Ad- oder Absorptionskältemaschinen, d. h. bei Übertemperaturen  $\leq 7$  K, richtig bemerkbar. Bei den vorliegenden Messbedingungen lässt sich direkt an der Erschließungsgrenze und unter Vernachlässigung der Messunsicherheiten ausschließlich eine Steigerung der Übertragungsleistung durch die Faserstrukturparameterwahl, wie sie bei Probe 4 vorliegt, erzielen. Hier liegt die übertragene Wärmestromdichte im Vergleich zu dem Ergebnis der Glattprobe in etwa um den Faktor 2 höher. Bei der Übertemperatur von 14,5 K wird hingegen eine Steigerung um den Faktor 6 erreicht. Im Bereich des konvektiven Siedens ist kein positiver Effekt durch die vergrößerte Wärmeübertragungsfläche dieser sowie der anderen Metallfaserstrukturen zu beobachten.

### 7.1.2 Einfluss der Anzahl der Faserstrukturzylinder

Während bei der in Abschnitt 7.1.1 durchgeführten Analyse zum Einfluss der Faserparameter ausschließlich ein einzelner Faserstrukturzylinder mit einem Durchmesser von  $d_{\text{FSZ}} = 40$  mm betrachtet wurde, wird in diesem Abschnitt dem Einfluss einer Variation der Anzahl der Faserstrukturzylinder und damit einhergehend von  $d_{\text{FSZ}}$  nachgegangen. Um diesen Einflussfaktor analysieren zu können, wurden die Proben 7 und 9 angefertigt. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 7.1.1 untersuchten Proben sind die Faserstrukturzylinder an ihren radialen Mantelflächen offen. Die Probe 1 wurde durch das Abdrehen der Probenisolierung zu Probe 1\* und dient als Referenz. Abbildung 7.3 zeigt die für die Interpretation der Versuchsergebnisse herangezogenen Flächen und Volumina exemplarisch anhand einer CAD-Zeichnung von Probe 7.

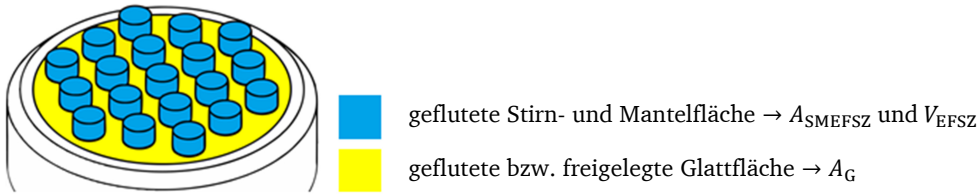


Abbildung 7.3: Visualisierung der zur Ergebnisinterpretation herangezogenen Flächen und Volumina anhand von Probe 7.

Wie hieraus im Vergleich zur rechten Darstellung in Abbildung 5.5 hervorgeht, treten bei den Proben 7 und 9 freigelegte Glattflächen  $A_G$  auf (gelbe Flächen). Bei Probe 1\* liegen diese nicht vor. Hier ist die Basisfläche des Probengrundträgers  $A_{\text{Basis}}$ , auf dem der Wärmestrom zugeführt wird, vollständig von einem einzelnen Faserstrukturzylinder bedeckt. Alle drei Proben basieren auf den Faserstrukturparametern von Probe 1 bzw. 1\*, d. h. einem Faserdurchmesser  $d_F$  von 102  $\mu\text{m}$ , einer Porosität  $\varepsilon$  von etwa 0,6 und einer Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{\text{FSZ}}$  von etwa 3 mm. Sämtliche Proben wurden analog zum vorangehenden Abschnitt vollständig geflutet vermessen. Das Füllniveau wurde – wie in Abbildung 7.6 exemplarisch gezeigt ist – den Versuchsbildern entnommen. Bei Probe 7 und 9 betrug es 5 mm. Bei Probe 1\* war es mit 7,5 mm etwas höher.

In Abbildung 7.4 sind die Versuchsergebnisse dargestellt. In der Legende sind dabei, neben der Angabe des probenspezifischen Durchmessers des Faserstrukturzylinders  $d_{\text{FSZ}}$  und der Anzahl der Faserstrukturzylinder  $N_{\text{FSZ}}$ , zusätzliche charakteristische Probenparameter für die Ergebnisinterpretation eingetragen. Dies ist erstens das Verhältnis aus der gesamten äußeren Wärmeübertragungsfläche der jeweiligen Probe in Bezug zu derjenigen von Probe 1\* als Referenz  $A_A/A_{\text{AP1}^*}$  – die Berechnung geht aus Gleichung (5.1) hervor. Zweitens das Verhältnis aus der gefluteten Stirn- sowie Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders und seinem Volumen  $A_{\text{SMEFSZ}}/V_{\text{EFSZ}}$  und drittens das Verhältnis aus der Kontaktfläche des bzw. der Faserstrukturzylinder(s) mit dem Grundträger und der Basisfläche des Grundträgers, auf dem der Wärmestrom zugeführt wird  $A_{\text{KFSZGT}}/A_{\text{Basis}}$ . Die Anordnung der einzelnen Faserstrukturzylinder von Probe 7 und 9 auf dem Grundträger der Probe und ihr Abstand zueinander sind in Abbildung 5.8 gezeigt. Die Bildausschnitte in Abbildung 7.4 zeigen ferner die gefluteten Faserstrukturen während des Versuchs.

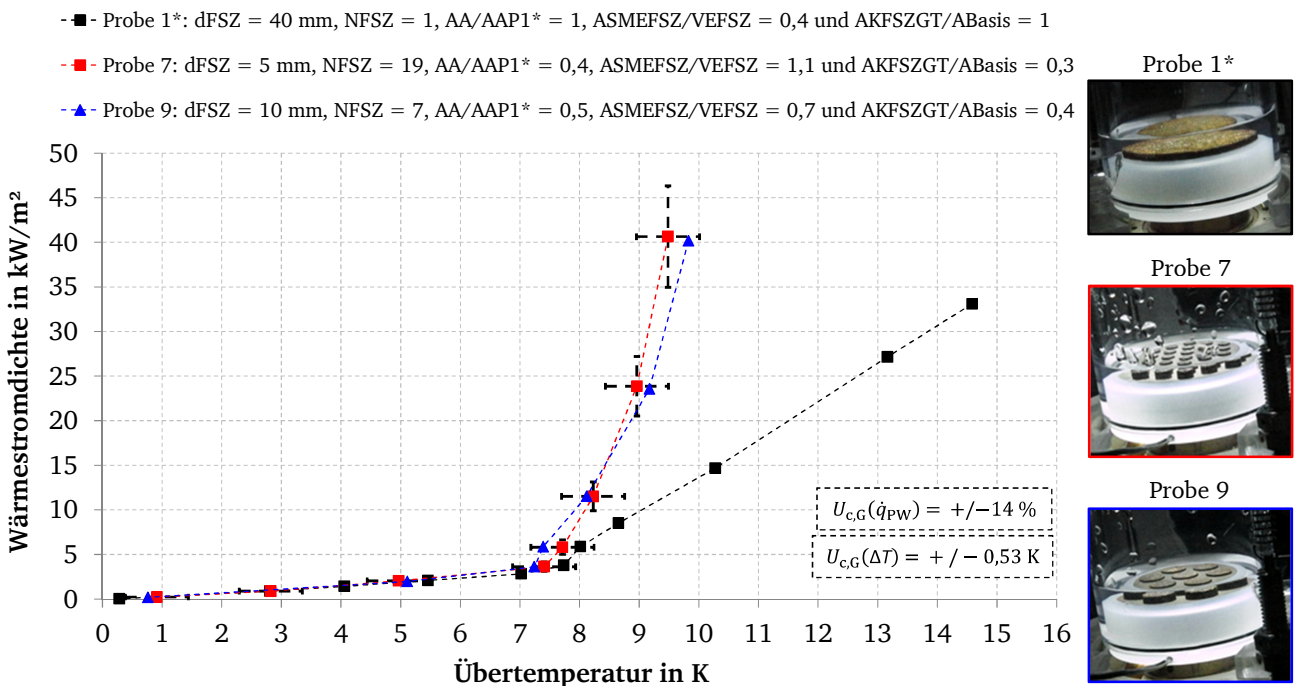


Abbildung 7.4: Vergleich der Strukturparameter im Hinblick auf den Einfluss der Variation der Anzahl der Faserstrukturzylinder und damit des Durchmessers des Faserstrukturzylinders bei 13 mbar und niedrigem Füllniveau.

---

Wie aus der Betrachtung der Versuchsergebnisse hervorgeht, lassen sich im Bereich des konvektiven Siedens keine Differenzen zwischen den Ergebnissen erkennen. Nach der Initiierung des Blasensiedens kommt es hingegen zu einem deutlichen Auseinanderklaffen der Kurvenverläufe. Hier wird bei der Betrachtung gleicher Übertemperaturen bei den Proben 7 und 9 eine deutlich höhere Wärmestromdichte im Vergleich zu Probe 1\* übertragen, obwohl die äußere Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  und damit das eingesetzte Fasermaterial geringer ist (vgl.  $A_A/A_{AP1^*}$ -Verhältnisse in Abbildung 7.4 sowie die  $A_A/A_{Basis}$ -Verhältnisse in Tabelle 5.3). Die Differenzen zwischen den Ergebnissen von Probe 7 und 9 liegen im Rahmen der Messunsicherheit.

Für die verbesserte Übertragungsleistung bei den Proben 7 und 9 werden im Vergleich zu Probe 1\* insgesamt drei Gründe verantwortlich gemacht:

Erstens liegen geringere Strömungswiderstände entlang der Durchmesser dieser Faserstrukturzylinder vor, die sowohl auf den Blasenaustritt als auch das nachströmende Arbeitsmittel wirken. Die Beobachtung der Versuche hat gezeigt, dass die Blasen in allen Fällen bevorzugt aus den unteren Randbereichen der Mantelflächen entweichen (vgl. Abbildung 7.26). So scheinen sich bei Probe 1\* die Porenräume mit zunehmender Überhitzung zunächst großflächiger zu füllen, bevor die Blasen entweichen. Bei Probe 7 und 9 können die Dampfblasen aufgrund der geringeren Wegstrecke entlang des Faserzylinders, d. h.  $d_{FSZ}$ , und damit einem reduzierten Strömungswiderstand hingegen leichter aus den Zwischenräumen zwischen den Faserstrukturzylindern entweichen. Auf der anderen Seite kann das verdrängte Flüssigkeitsvolumen schließlich auch leichter bzw. schneller nachgefordert werden. Der positive Effekt eines geringeren Strömungswiderstands ging bereits aus dem vorangehenden Abschnitt hervor.

Zweitens wirkt die im Verhältnis zum Volumen des einzelnen Faserstrukturzylinders zusätzlich größere „unmittelbare“ Kontakt- bzw. Angriffsfläche zwischen den Einzelfaserstrukturzylindern und dem Arbeitsmittel in diesem Zusammenhang vorteilhaft (vgl.  $A_{SMEFSZ}/V_{EFSZ}$ ). Dass damit allerdings auch größere Wärmeverluste am einzelnen Faserstrukturzylinder auftreten und damit die Blasenbildung gehemmt wird, darf nicht außer Acht gelassen werden. Eine etwas frühere Initiierung des Blasensiedens bzw. verbesserte Übertragungsleistung im Bereich dieser Übertemperatur würde dies bei Probe 9 im Vergleich zu Probe 7 unter Vernachlässigung der Messunsicherheiten bekräftigen. Bei Probe 1\* dominiert in diesem Zusammenhang hingegen der Effekt des vergrößerten Strömungsdruckverlustes entlang der Faserstruktur.

Drittens wird die Bündelung des auf der gesamten Basisfläche des Probengrundträgers zugeführten Wärmestroms auf eine geringere Kontaktfläche zwischen den Faserstrukturzylindern und dem Grundträger der Probe als vorteilhaft für die Blasenbildung angesehen (vgl.  $A_{KFSZGT}/A_{Basis}$ -Verhältnisse bzw. die Stirnflächen in Abbildung 7.3). Die bei geringerem lokalen Wärmeübergang an das Arbeitsmittel oberhalb der Glattflächen abgegebene Wärmeenergie zwischen den Faserstrukturzylindern könnten dies zusätzlich begünstigen.

Der mögliche Effekt des geringfügig höheren Füllniveaus bei Probe 1\* ließe sich anhand der Ergebnisse aus Unterkapitel 7.3 ableiten. Er wird hier aufgrund des deutlichen Effekts der Anzahl der Faserstrukturzylinder allerdings als vernachlässigbar angesehen.

Obwohl die hier gezeigten Ergebnisse aufgrund des veränderten Probenaufbaus und des Füllniveaus nicht direkt mit denen des vorangehenden Abschnitts vergleichbar sind, geht eindeutig hervor, dass sich die Wärmeübertragungsleistung im Bereich des Blasensiedens durch den Einsatz mehrerer an ihrer radialen Mantelfläche offenen Faserstrukturzylinder – bei gleichzeitig geringerem Materialeinsatz – signifikant steigern lässt. Außerdem ist keine signifikante Veränderung bei der Initiierung des

Blasensiedens zu erwarten. Zwar kommt es bei den vorliegenden Messbedingungen erst oberhalb der Übertemperatur von 7 K zur Initiierung des Blasensiedens, doch ist die Steigerung der Übertragungsleistung in diesem Bereich immens.

## 7.2 Einfluss des Systemdrucks

Die Analyse des Systemdruckeinflusses erfolgt aufbauend auf den Messergebnissen in Abbildung 7.2 anhand von Probe 4 mit versiegeltem Ringspalt und ohne den Aufsatz. Die Probe 4 wurde gewählt, da sie sich im Hinblick auf die Initiierung des Blasensiedens und das verwendete Fasermaterial am besten eignet. Als Füllniveau wurde ebenfalls das mittlere Füllniveau herangezogen.

Abbildung 7.5 zeigt die Ergebnisse der Systemdruckvariation mit den in Tabelle 5.8 aufgeführten Kühlhaus- und Thermostateinstellungen. Dabei wurden die Versuche bei den Systemdrücken  $p_{\text{Sat}}(\text{System})$  von 15 mbar, 12 mbar und dem grauen Kurvenverlauf der 9 mbar Messung unmittelbar nacheinander durchgeführt. Das Ergebnis der 13 mbar Messung wurde hingegen in einer separaten Messreihe zuvor und die Wiederholungsmessung zu einem späteren Zeitpunkt – gemeinsam mit den in Unterkapitel 7.5 und 7.6 gezeigten Messergebnissen – aufgezeichnet.

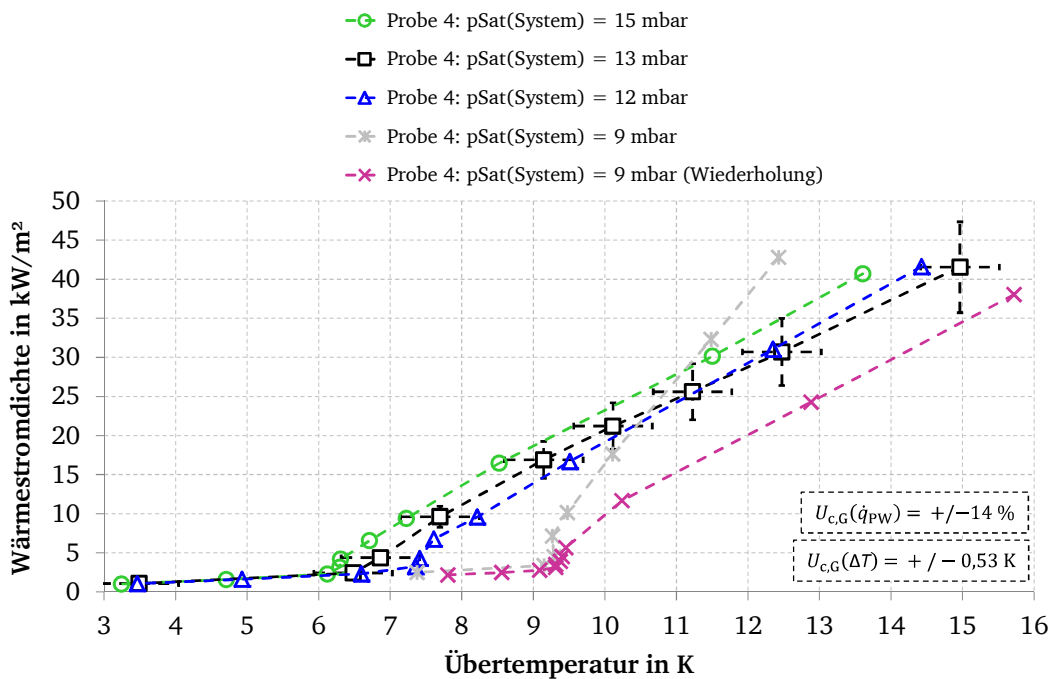


Abbildung 7.5: Messergebnisse der Systemdruck-Variation anhand von Probe 4 bei mittlerem Füllniveau.

Anhand der Messergebnisse lässt sich ein deutlicher Einfluss des Systemdrucks sowohl auf die Initiierung des Blasensiedens als auch die übertragene Wärmestromdichte im Bereich des Blasensiedens erkennen. Während die frühzeitigste Initiierung des Blasensiedens beim höchsten Systemdruck bei einer Übertemperatur von etwa 6,2 K erfolgt, geschieht dies beim niedrigsten Systemdruck erst bei einer Übertemperatur von etwa 9,3 K. Im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens verlaufen die Kurven nahezu parallel.

Bei der Interpretation der Ergebnisse wird davon ausgegangen, dass bei der 12 mbar Messung und besonders der darauf folgenden 9 mbar Messung ein erhöhter Fremdgasbeitrag vorlag und die Steigungen dieser beiden Kurven im Bereich des Blasensiedens daher größer sind. Dies zeigt sich vor allem bei der 9 mbar Messung, die im Anschluss an die 12 mbar Messung durchgeführt wurde. Ihre Kurvensteigung unterscheidet sich deutlich von der der Wiederholungsmessung. Die Gründe, wes-

halb es bei der Anwesenheit von Inertgasen zu einer Steigerung der Übertragungsleistung kommt, wurden in Unterkapitel 2.1 erläutert.

Das aus Abbildung 7.5 hervorgehende Trendverhalten entspricht den Erkenntnissen der Literatur, d. h. dass mit der Abnahme des Systemdrucks größere Übertemperaturen für die Initiierung des Blasensiedens sowie für die Übertragung identischer Wärmestromdichten bzw. Wärmeströme benötigt werden (vgl. Unterkapitel 2.4). Qualitativ lässt sich die Zunahme der erforderlichen Übertemperatur für die Initiierung des Blasensiedens mit der Reduzierung des Systemdrucks auch anhand von Gleichung (3.22) bzw. (3.21) erkennen (vgl. Abschnitt 3.4.4). Zur quantitativen Übereinstimmung kommt es analog zu den in Abschnitt 7.1.1 gezeigten Ergebnissen jedoch nicht.

Würde diese Faserstruktur unter diesen Messbedingungen im Verdampfer einer Adsorptionskältemaschine zum Einsatz kommen, läge während des Betriebsprozesses eine Kombination aus konvektivem Sieden und Blasensieden vor (vgl. rechter Kurvenverlauf in Abbildung 1.1 des Unterkapitels 1.2).

### 7.3 Einfluss des Füllniveaus

Analog zur Analyse des Systemdruckeinflusses (vgl. Unterkapitel 7.2) wird der Einfluss des Füllniveaus anhand von Probe 4 mit versiegeltem Ringspalt und ohne den Aufsatz untersucht.

Abbildung 7.6 zeigt die Webcam-Bilder zum Messbeginn für die drei betrachteten Füllniveaus ohne Wärmezufuhr.

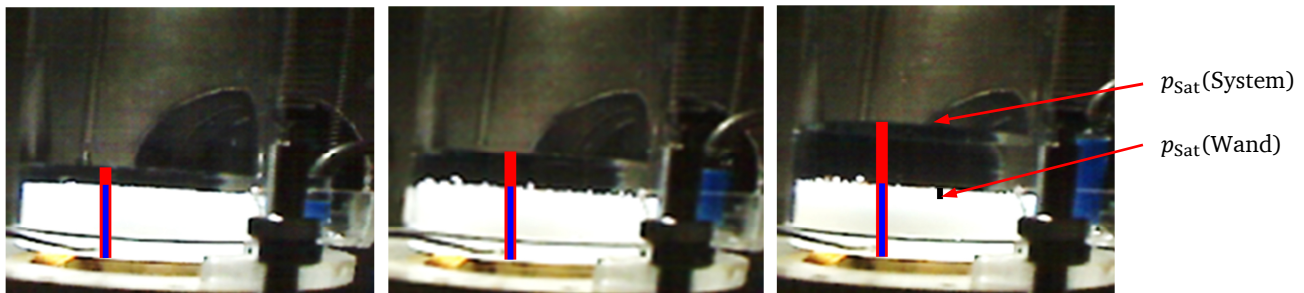


Abbildung 7.6: Webcam-Bilder der unterschiedlichen Füllniveaus.

Das niedrige Füllniveau auf der linken Seite entspricht dabei einer Füllhöhe von ca. 7,5 mm, das mittlere Füllniveau in der Mitte ca. 12,5 mm und das hohe Füllniveau auf der rechten Seite ca. 19,8 mm. Diese Werte wurden durch den Vergleich bekannter Maße bestimmt (vgl. rote und blaue Balken in Abbildung 7.6). Der Meniskus am Siedebehälter wird dabei vernachlässigt. Die Variation des Füllniveaus durch die unterschiedlich hohen Schlauchaufsätze geht außerdem aus diesen Bildern hervor.

In Abbildung 7.7 sind die zugehörigen Messergebnisse für einen Systemdruck  $p_{\text{Sat}}(\text{System})$  von 13 mbar in der gewohnten Darstellungsweise gezeigt. Demnach lassen sich im Hinblick auf die Initiierung des Blasensiedens die besten Ergebnisse für das niedrigste Füllniveau, gefolgt vom mittleren und dem höchsten Füllniveau erkennen. Auch werden mit der Reduzierung des Füllniveaus im Bereich größerer Übertemperaturen höhere Wärmeströme übertragen. Dies trifft ebenfalls im Bereich des konvektiven Siedens zu, wie eine genauere Betrachtung dieses Bereichs bei veränderter Achsenskalierung zeigt.



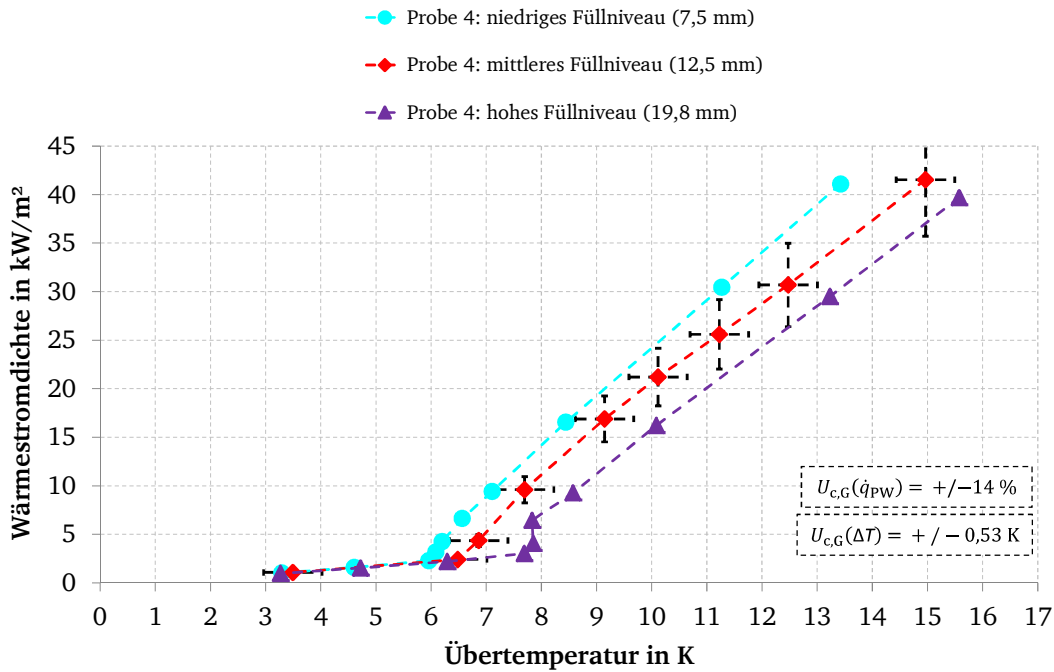


Abbildung 7.7: Messergebnisse der Variation des Füllniveaus anhand von Probe 4 bei 13 mbar.

Während die Zunahme der Übertragungsleistung mit der Reduzierung des Füllniveaus im Bereich des konvektiven Siedens aufgrund der damit einhergehenden Abnahme des thermischen Widerstands der Wassersäule plausibel erscheint<sup>2</sup> (vgl. Abschnitt 2.2.1), lässt sich dies im Bereich des Blasensiedens nicht so einfach erklären bzw. führen unterschiedliche Messergebnisse verschiedener Autoren zur Verwirrung. So haben Voruntersuchungen von Schnabel et al. [147] anhand eines veränderten Versuchsaufbaus und einer sandgestrahlten Kupferoberfläche, jedoch auch die Untersuchungen von Rullière et al. [139] anhand von ebenen Oberflächen zu exakt dem umgedrehten Einflussverhalten wie dem in Abbildung 7.7 zu erkennenden geführt. Die Ergebnisse in Abbildung 7.7 decken sich hingegen mit denen von Pal und Joshi [118] für ihre Untersuchungen anhand einer ebenen Oberfläche. Bei mehrlagigen porösen Schichten identifizieren die Autoren jedoch ebenfalls ein höheres Füllniveau tendenziell als vorteilhaft.

Schnabel et al. [147] führen die von ihnen mit der Zunahme des Füllniveaus beobachtete Verbesserung der Übertragungsleistung im Bereich des Blasensiedens auf das Auftreten einer zweiten Konvektionswalze zurück, die durch den Aufbau des Siedebehälterkonzepts hervorgerufen wird – erwartet wurde das entgegengesetzte Trendverhalten. Rullière et al. [139] – die das identische Trendverhalten beobachteten – schreiben diesen Effekt hingegen der hydrostatischen Druckerhöhung an der Heizwand zu (vgl.  $p_{\text{Sat}}(\text{Wand})$  in Abbildung 7.6), wonach die Übertragungsleistung analog zu den Ergebnissen aus Unterkapitel 7.2 mit der Zunahme des Systemdrucks ansteigt. Pal und Joshi [118] begründen die von ihnen anhand der ebenen Oberfläche beobachtete Zunahme der Übertragungsleistung bei der Reduzierung des Füllniveaus mit der damit einhergehenden Abnahme des thermischen Widerstands der Wassersäule (siehe oben). Der thermische Widerstand wurde dabei als Quotient aus der Übertemperatur und dem zugeführten Wärmestrom bestimmt. Bei den mehrlagigen porösen Schichten sei die Steigerung der Übertragungsleistung mit der Zunahme des Füllniveaus hingegen dem Anstieg der Blasenauftriebskraft und damit einer begünstigten Blasenbildung zuzuschreiben.

<sup>2</sup> Anmerkung: Dies muss allerdings nicht der Regelfall sein, da die Höhe der Wassersäule in der Berechnung der Grashof-Zahl und damit der entsprechenden Nußelt-Korrelation in der dritten Potenz eingeht (vgl. Gleichung (2.2)).



Bei Abbildung 7.7 – wie bei den anderen gezeigten Kurven in dieser Arbeit auch – ist die Übertemperatur nach Gleichung (6.1), d. h.  $\Delta T = T_{PW} - T_{Sat}$ , berechnet. Als Sättigungstemperatur  $T_{Sat}$  wurde dabei analog zu den zuvor genannten Studien stets der aus dem gemessenen Systemdruck bestimmte Wert herangezogen und die Annahme getroffen, dass dieser an der Oberfläche des Arbeitsmittels vorliegt (vgl.  $p_{Sat}(\text{System})$  in Abbildung 7.6 und Abbildung 6.2). Die Veränderung der Sättigungstemperatur über die Wassersäule geht dabei nicht ein. Berücksichtigt man die „tatsächliche“ Sättigungstemperatur unterhalb der Metallfaserstruktur, d. h. knapp oberhalb der bestimmten Wandtemperatur  $T_{PW}$  (vgl.  $p_{Sat}(\text{Wand})$  in Abbildung 7.6 bzw. Abbildung 6.2), mit einer „modifizierten Übertemperatur“  $\Delta T_m = T_{PW} - T_{Sat}(p_{Sat}(\text{Wand}))$ , ergeben sich die in Abbildung 7.8 gezeigten Kurvenverläufe. Hier ist die Veränderung der Sättigungstemperatur aufgrund des mit dem Füllniveau (FN) variierenden hydrostatischen Drucks der Wassersäule  $p_{hydr}$  – unter Vernachlässigung der Füllniveauänderung infolge der Baddynamik – berücksichtigt (vgl. Berechnungsgleichung für  $\Delta T_m$  in Abbildung 7.8). Außerdem sind die Fehlerbalken der Messunsicherheiten für die Interpretation der Ergebnisse eingezeichnet. Das Auftreten einer weiteren möglichen Messunsicherheit zur Berücksichtigung des abgelesenen Füllniveaus wird dabei vernachlässigt. Ein Ablesefehler bei der Bestimmung des Füllniveaus von 1 mm hätte zur Orientierung die Veränderung von  $p_{Sat}(\text{Wand})$  um etwa 0,1 mbar und damit  $T_{Sat}(p_{Sat}(\text{Wand}))$  von etwa 0,1 K zur Folge (vgl. Legende in Abbildung 7.8).

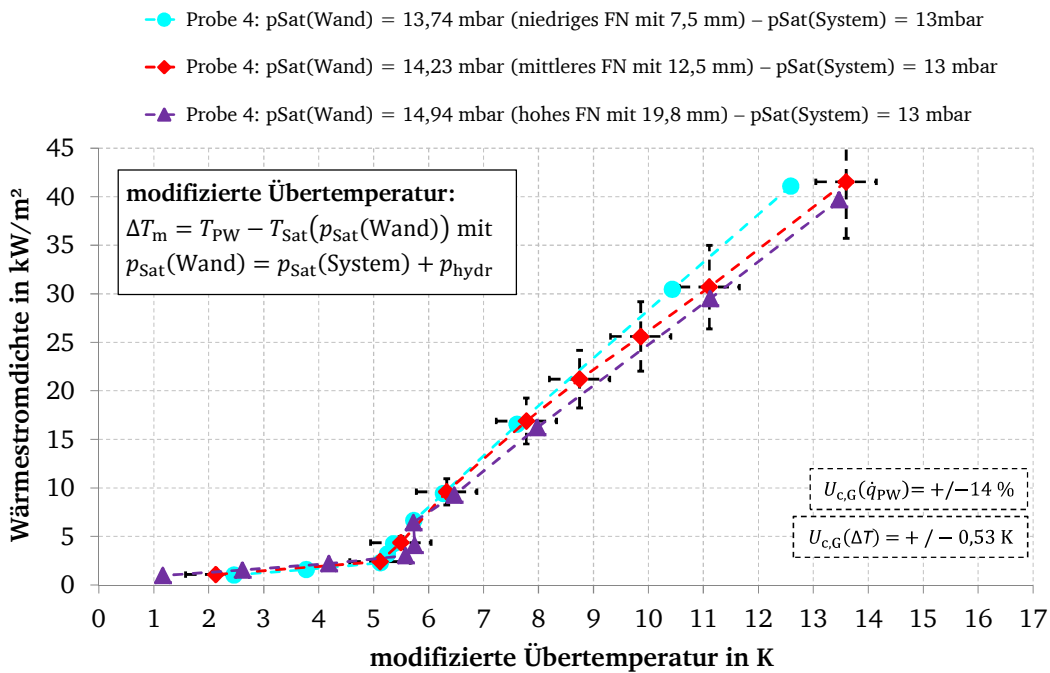


Abbildung 7.8: Sättigungsdruckeinfluss an der Heizwand infolge der Veränderung des Füllniveaus (FN).

Wie Abbildung 7.8 zeigt, lässt sich bis zu einer Wärmestromdichte unterhalb von 17 kW/m<sup>2</sup> nahezu keine Veränderung des Messergebnisses infolge der durch die Füllstandvariation hervorgerufene Veränderung des Sättigungsdrucks an der Heizwand  $p_{Sat}(\text{Wand})$  erkennen. Die Kurvenverläufe überlappen einander im Rahmen der Messunsicherheit. Folglich läge analog der Ergebnisse aus Unterkapitel 7.2 auch keine Verletzung des aus der Literatur bekannten positiven Effekts der Systemdruck- und damit der Wanddruckerhöhung vor. Eine weitere Interpretation würde daher lediglich auf Spekulationen basieren.

Die Darstellungsweise des Ergebnisses nach Abbildung 7.8 suggeriert allerdings auch, dass die Veränderung des Füllniveaus keine Veränderung des lokalen Wärmeübergangs von der Heizwand an das Arbeitsmittel hervorrufen würde. Dass dem nicht so ist, geht aus der Betrachtung der Blasenab-

reifrequenz der unterschiedlichen Füllniveaus anhand von Abbildung 7.9 und Abbildung 7.10 hervor. Die Blasenabreißfrequenz  $f_B$  ist bei geringen Wärmestromdichten bzw. im Bereich der Einzelblasenbildung noch zählbar und lässt sich aus dem Signal des Wrmeﬂusssensors bestimmen.

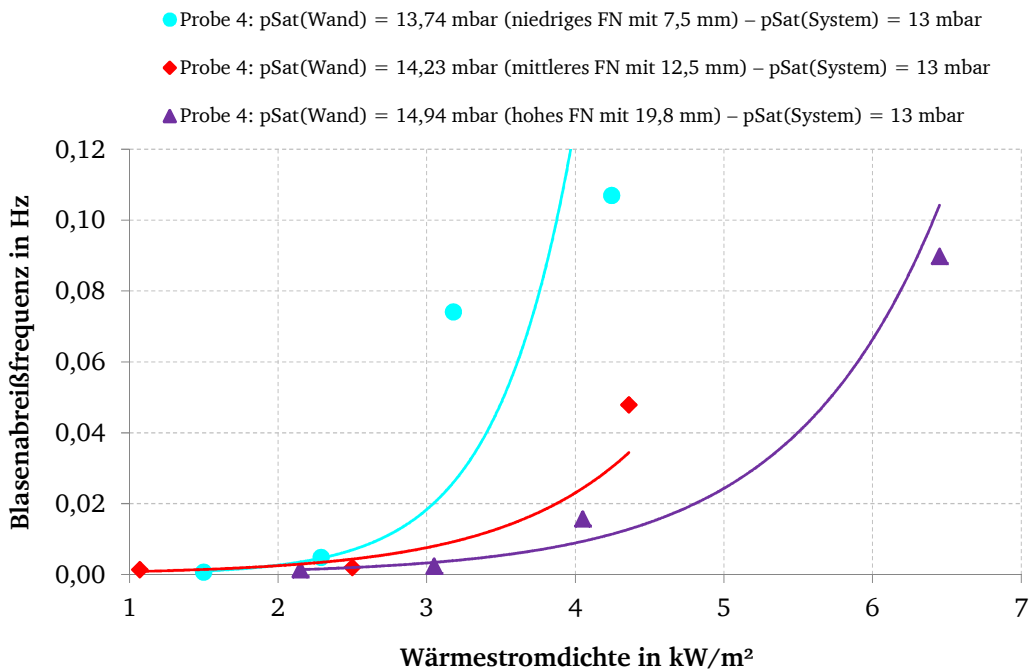


Abbildung 7.9: Blasenabreißfrequenz  $f_B$  der unterschiedlichen Füllniveaus als Funktion der Wärmestromdichte.

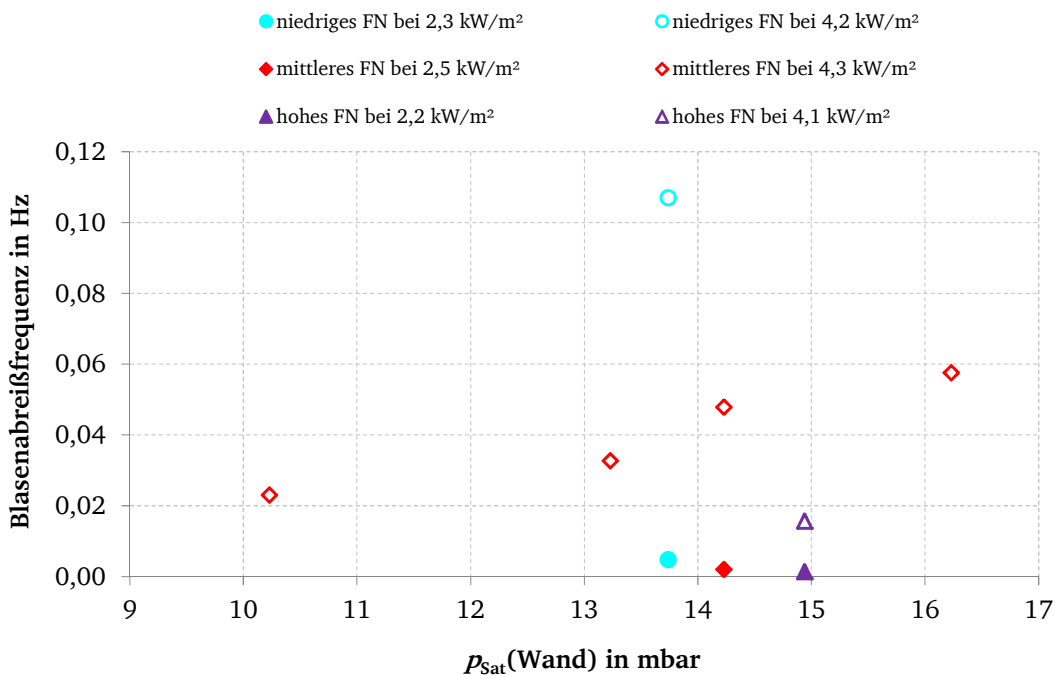


Abbildung 7.10: Blasenabreißfrequenz  $f_B$  der unterschiedlichen Füllniveaus als Funktion des Sättigungsdrucks an der Probenwand  $p_{\text{Sat}}(\text{Wand})$ .

Wie Abbildung 7.9 zeigt, steigt die Blasenabreißfrequenz  $f_B$  mit zunehmender Wärmestromdichte bei dem niedrigen Füllniveau deutlich stärker als beim hohen Füllniveau an. Die Ergebnisse des mittleren Füllniveaus liegen dazwischen. Außerdem lässt sich daraus die Initiierung des Blasensiedens bei geringeren Wärmestromdichten bzw. niedrigeren Übertemperaturen mit der Reduzierung des Füllniveaus – ungeachtet des niedrigsten Messwerts des mittleren Füllniveaus – erahnen. In

Abbildung 7.10 ist die Blasenabreißfrequenz  $f_B$  in Abhängigkeit des Sättigungsdrucks an der Probenwand  $p_{\text{Sat}}(\text{Wand})$  aufgetragen. Demnach lässt sich erwartungsgemäß für das konstante Füllniveau ein Abfall von  $f_B$  mit der Reduzierung des Sättigungsdrucks an der Probenwand  $p_{\text{Sat}}(\text{Wand})$  erkennen (vgl. „mittleres FN bei 4,3 kW/m<sup>2</sup>“). Bei der Reduzierung des Füllniveaus zeigt sich hingegen ein gegenläufiges Verhalten. Beide Trendverhalten decken sich mit Voruntersuchungen bei einem Systemdruck von 9, 12 und 15 mbar.

Das Abreißen der Dampfblasen bei geringeren Wärmestromdichten bzw. niedrigeren Übertemperaturen sowie die Zunahme der Blasenabreißfrequenz  $f_B$  mit der Reduzierung des Füllniveaus sind vermutlich auf zwei Effekte zurückzuführen. Zum einen müssen sich die ablösenden Blasen gegen einen geringeren hydrostatischen Druck der Wassersäule behaupten und zum anderen wird die Aufheizzeit der geringeren thermischen Masse – aufgrund des geringeren Flüssigkeitsvolumens – nach erfolgtem Blasenabriss verkürzt.

Bei der Betrachtung der Messergebnisse in Abbildung 7.7 bzw. Abbildung 7.8 fällt außerdem auf, dass sich das Ergebnis des Versuchs mit niedrigem Füllniveau (FN) bei Wärmestromdichten von 30 und 40 kW/m<sup>2</sup> etwas von den höheren Füllniveaus abhebt. Die Kurvensteigung ist hier größer. Die Ergebnisse des mittleren und hohen Füllniveaus bleiben bei dem Systemdruck von 13 mbar hingegen nahezu gleich auf, d. h. die Kurven verlaufen parallel.

Der Grund für das verbesserte Ergebnis des niedrigen Füllniveaus bei den hohen Wärmestromdichten wird auf die zunehmende Beeinflussung des Wärmetransports durch die Baddynamik zurückgeführt. Dies geht aus der Gegenüberstellung von Versuchsbildern in Abbildung 7.11 für eine zugeführte Wärmestromdichte von etwa 40 kW/m<sup>2</sup> hervor. Dabei wurden extra Bilder ausgewählt, bei denen die Wellenbewegung an der Flüssigkeitsoberfläche und damit die Auslenkung des Flüssigkeitsstandes besonders intensiv war.

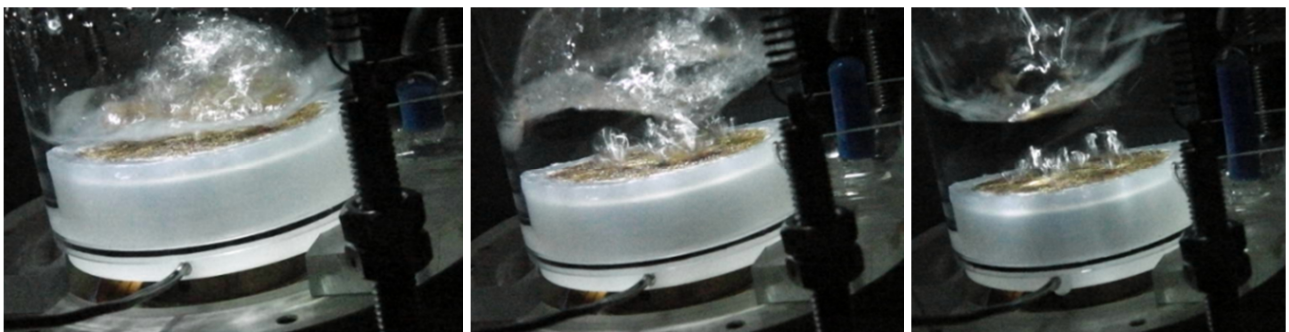


Abbildung 7.11: Ausprägung des Blasensiedens bei niedrigem, mittlerem und hohem Füllniveau (Probe 4). Der Systemdruck beträgt 13 mbar und die zugeführte Wärmestromdichte 40 kW/m<sup>2</sup>.

Demnach kommt die oberste Flüssigkeitsschicht bzw. die Grenzfläche Flüssigkeit-Dampf ausschließlich im Fall des niedrigen Füllniveaus unmittelbar an die Metallfaserstruktur heran, während sie bei dem mittleren und hohen Füllniveau noch weit davon entfernt ist. Außerdem hat die Beobachtung des Versuchs gezeigt, dass das Arbeitsmittel mit dem Ablösen der Blasen beim niedrigen Füllniveau im Siedebehälter weiter nach oben geschleudert wird als beim mittleren und hohen Füllniveau. Der Wärmetransport wird folglich durch die damit einhergehende Verstärkung des Impulses verbessert. Eine etwas niedrigere mittlere Badtemperatur des nach dem Blasenabriss neu anströmenden Arbeitsmittels in Kombination mit einer verkürzten Aufheizzeit des geringeren Flüssigkeitsvolumens könnten weitere Gründe sein. So wird die Flüssigkeit bei ihrer Bewegung an der Siedebehälterwand aufgrund der stärkeren Auslenkung im Vergleich zu den höheren Füllniveaus vermutlich stärker abgekühlt. Hinzu kommt, dass der Anteil des neu zugeführten Arbeitsmittels aus dem Schlauchauf-

---

satz in Bezug zum gesamten Flüssigkeitsvolumen ebenfalls etwas größer ist. Bei der Wärmestromdichte von  $40 \text{ kW/m}^2$  ist die Blasenabreißfrequenz  $f_B$  zwar nicht mehr verlässlich bestimmbar, doch lassen die in Abbildung 7.10 gezeigten Ergebnisse auf eine höhere Blasenabreißfrequenz  $f_B$  beim geringeren Füllniveau schließen.

Dass es bei sehr niedrigen Füllstandhöhen aufgrund der Verlagerung der siedebedingten Wellenbewegung der obersten Flüssigkeitsschicht in der unmittelbaren Nähe der Heizfläche zu einem unbeabsichtigten Einfluss auf die Wärmeübergangsmessung kommen kann, wurde bereits von Gorenflo [51] angemerkt. In diesem Kontext sollte daher anhand weiterer Messreihen speziell auch der Einfluss des Siedebehälterkonzepts auf das Messergebnis überprüft werden.

Zusammenfassend lassen sich ein positiver Effekt der Reduzierung des Füllniveaus auf die Initiierung des Blasensiedens sowie die Übertragungsleistung bei höheren Übertemperaturen erkennen. Der Bereich des Blasensiedens wird beim niedrigen Füllniveau unterhalb einer Übertemperatur von  $7 \text{ K}$  erreicht und wäre in Ad- sowie Absorptionskältemaschinen unter diesen Bedingungen erschließbar. Außerdem deuten die Ergebnisse darauf hin, dass die Reduzierung des Füllniveaus einen positiven Effekt auf den lokalen Wärmeübergang von der Heizwand an das Arbeitsmittel hervorruft. Zur Absicherung dieser Ergebnisse sollten weitere Versuche durchgeführt werden, bei denen eine deutlich größere Druckdifferenz durch das Füllniveau hervorgerufen wird. Bei den hier vorgestellten Messergebnissen lagen die Sättigungsdruckdifferenzen in Bezug zur Probenwand zwischen den unterschiedlichen Füllniveaus bei  $0,5, 0,7$ , und  $1,2 \text{ mbar}$ . Diese Differenzen sind zu klein, um Messergebnisse zu erzeugen, bei denen die Ergebnisse außerhalb des Fehlerbalkens liegen. Zukünftig wäre es daher sinnvoll, Füllniveauvariationen ausgehend vom niedrigsten Druck durchzuführen, da sich die Veränderung des Drucks über das Füllniveau hier stärker bemerkbar macht. Variationen des Siedebehälterdurchmessers sollten ebenfalls erfolgen.

---

## 7.4 Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung

---

Während bei den Versuchen zum Blasensieden die Faserstrukturen jeweils vollständig in das Arbeitsmittel eingetaucht waren, soll hier das Siedeverhalten für den Fall der Kapillarfütterung sowie den Fall der teilweise gefluteten Strukturen vorgestellt werden. Diese Siedeformen erscheinen sinnvoll, da sich auf der einen Seite der thermische Widerstand zwischen Heizwand und Dampfraum durch die Faserzylinder und ohne eine darüber liegende Arbeitsmittelsäule deutlich reduzieren lässt. Auf der anderen Seite ist zu erwarten, dass sich die Oberflächenvergrößerung speziell im Dampfraum – bei dem die Verdampfung aus einem sehr dünnen Arbeitsmittelfilm bzw. aus Mikrozonenbereichen (3-Phasen-Kontaktlinie) erfolgt – positiv auf die erzielbare Verdampfungsleistung auswirkt.

Im folgenden Abschnitt wird das Potenzial der kapillar unterstützten Verdampfung zunächst anhand der Ergebnisse von Versuchen mit radialer Halbisolierung gezeigt. Anschließend werden die Ergebnisse der Versuche zur Analyse des Einflusses einer gezielten Oberflächenvergrößerung speziell im Dampfraum vorgestellt.

Vorwegzunehmen ist, dass die Metallfaserstrukturen entgegen den Erwartungen tendenziell eher ein hydrophobes Benetzungsverhalten aufweisen, zumindest im isothermen Zustand von Faserstruktur und Arbeitsmittel. Außerdem wurde die Benetzung der eigentlichen Faserstruktur speziell bei den in diesem Unterkapitel diskutierten Proben durch den fertigungsbedingten Übergangsspalt zwischen der Probenisolierung und dem Kupfergrundträger – auf dem sie aufgelötet ist – erschwert. Beides geht aus Abbildung 7.12 hervor.



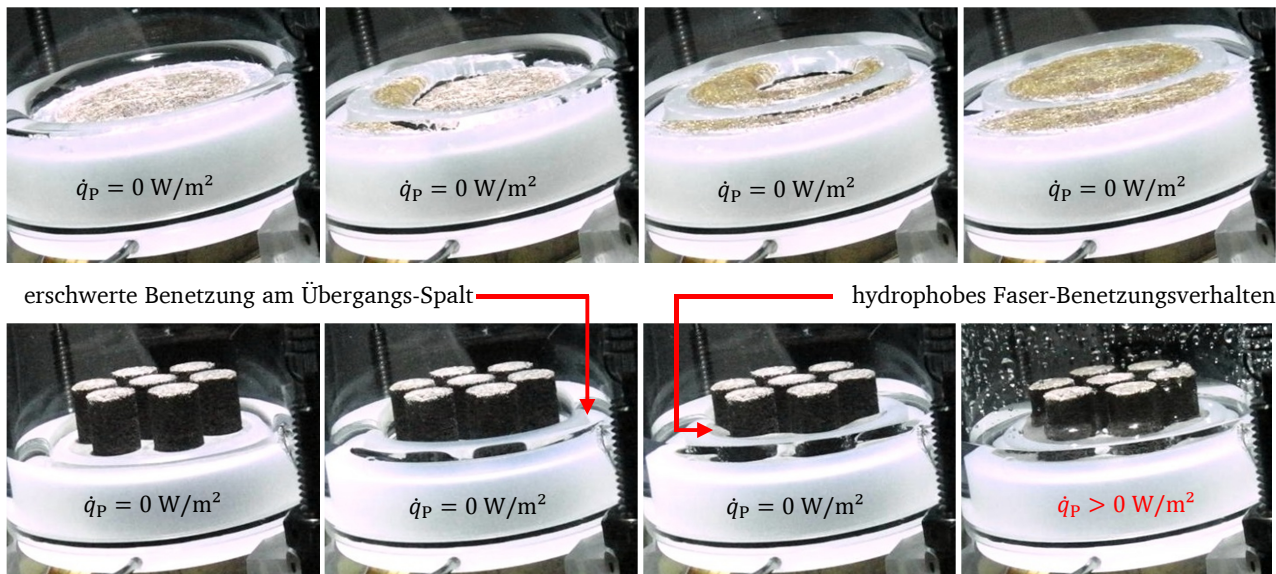


Abbildung 7.12: Benetzungsverhalten der Faserstrukturen bei einem Füllniveau von 7,5 mm (oben) und 5 mm (unten).

Während sich das erschwerte Benetzungsverhalten bei den Versuchen mit radial vollständig isoliertem Probenaufbau im Hinblick auf die Durchführung der Versuche als unproblematisch erwies (vgl. obere Bildfolge in Abbildung 7.12), war das Füllniveau bei dem Probenaufbau nach der unteren Darstellung in Abbildung 5.5 – trotz der gezielten Anfertigung des Siedebehälterkonzepts – als Konsequenz höher zu wählen als ursprünglich angedacht. Dies geht aus der unteren Bildfolge in Abbildung 7.12 hervor. Danach lässt sich zum einen die erschwerte Benetzung am Übergangsspalt zwischen der Probenisolierung und dem Kupfergrundträger erkennen, die vermutlich primär dem hydrophoben Benetzungsverhalten des Polypropylens zuzuschreiben ist. Zum anderen zeigt sich die Notwendigkeit, der Probe zunächst Wärmeenergie zuzuführen, um die Oberflächenspannung des Arbeitsmittels für eine erfolgreiche Benetzung der Faserstruktur zu reduzieren (vgl.  $\dot{q}_P$  in Abbildung 7.12). Auch das Aufheizen der Probe konnte die Benetzung am Übergangsspalt im Falle eines zu niedrig gewählten Füllniveaus nicht verbessern.

Die Versuche, bei denen die radiale Halbisolierung zur Anwendung kam, erforderten ebenfalls aufgrund ihres hydrophoben Benetzungsverhaltens eine vorangehende Durchtränkung der Probenfasern mit dem Arbeitsmittel. Erst durch diese Maßnahme konnte die Benetzung entlang des radialen Spalts für die Arbeitsmittelzufuhr (vgl. linke Skizze in Abbildung 7.14) und damit der geschlossene Stofftransport innerhalb der Faser gewährleistet werden. Zur Durchtränkung der Probenfasern wurden diese unmittelbar vor der Versuchsdurchführung mit deionisiertem Wasser durchspült. Die dadurch in den Versuchsaufbau eingebrachten Inertgase wurden nach der erfolgreichen Probenbenetzung schließlich durch das Aufheizen der Proben und den Inertgasabzug am Kondensator beseitigt. Ohne diese Maßnahme sowie die Wahl eines zu geringen Füllstands kam es bei einem Versuch beispielsweise selbst bei einer Probentemperatur knapp oberhalb von 70 °C nicht zur Benetzung der Faserstruktur.

Ergebnisse von Untersuchungen zur Bestimmung des statischen Benetzungswinkels von Wasser auf einem polierten Blech aus dem Material Wieland-K88 zu unterschiedlichen Oxidationszuständen werden in Unterkapitel 7.6 vorgestellt. Diese wurden erst im Anschluss an den überwiegenden Teil der hier vorgestellten Messergebnisse durchgeführt. Trotz abweichender Oxidationsbedingungen bestätigen sie das tendenziell hydrophobe Benetzungsverhalten des Materials.

---

#### 7.4.1 Ergebnis der Versuche mit radialer Halbisolierung (Kapillarfütterung)

---

Durch den Einsatz der radialen Halbisolierung wird das Arbeitsmittel zum einen gezielt daran gehindert, die Faserstruktur auf der Stirnfläche zu benetzen. Zum anderen dient sie als thermischer Isolator entlang der radialen Mantelfläche des Faserstrukturzylinders (vgl. linke Darstellung in Abbildung 7.14). Der damit erzeugte Siedeprozess entspricht somit am ehesten dem in Unterkapitel 3.1 gezeigten Fall der Kapillarfütterung, in dem das Arbeitsmittel im Bereich ohne Blasenbildung primär aus der Stirnfläche der Metallfaserstruktur verdampft.

Basierend auf diesem Konzept wird in diesem Abschnitt speziell die Anwendbarkeit der Berechnungskorrelation zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Fall der Kapillarfütterung nach der Berechnungsgleichung (3.19) überprüft. Die Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  nach der Korrelation von Mantle und Chang [103] – als Eingangsgröße in Gleichung (3.19) – wird hierfür zugrundegelegt, da sie eine gute Übereinstimmung mit Messwerten von Andersen et al. [8] für die untersuchten Metallfaserstrukturen zeigt (vgl. Abbildung 3.3). Außerdem erfolgt die Überprüfung der Anwendbarkeit von Berechnungsgleichung (3.21) zur Bestimmung der Initiierung des Blasensiedens.

Hierzu werden die Messergebnisse von Probe 1\*, Probe 5 und Probe 6 herangezogen, bei denen die Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{\text{FSZ}}$  variiert. Das Füllniveau bei den Versuchen anhand von Probe 5 und Probe 6 beträgt 7,5 mm – dies entspricht dem niedrigen Füllniveau in Unterkapitel 7.3. Bei dem Versuch anhand von Probe 1\* liegt es mit 5 mm etwas niedriger. Wie eingangs in Unterkapitel 7.4 erwähnt, wurden die Probenfasern dieser Versuchsreihen unmittelbar vor dem Versuch durchtränkt.

Trotz des Versuchskonzepts ließ sich nicht immer ein gleichmäßig hoher Arbeitsmittelfilm oberhalb der Stirnfläche der Faserstruktur einstellen. Hierdurch wird eine signifikante Veränderung des Messergebnisses hervorgerufen. Dies wird im Folgenden zunächst anhand der Messergebnisse von Probe 5 gezeigt, bevor im Anschluss die Ergebnisse von Probe 1\* und Probe 6 vorgestellt werden.

Abbildung 7.13 zeigt die maximale Bandbreite, innerhalb der die Messergebnisse von Probe 5 geschwankt haben. Dabei stellt der schwarze Kurvenverlauf die Messergebnisse dar, die nach dem Einschwingen des Messwerts über Nacht und dem Inertgasabzug vor dem Versuch – vom Zustand „1“ beginnend – innerhalb von einem Messtag zunächst mit kontinuierlich fallender Leistungszufuhr aufgezeichnet wurden. Diese Kurve wird zunächst diskutiert, da der enorme Einfluss eines größeren Arbeitsmittelfilms oberhalb der Metallfaser anschaulich aus den Messergebnissen und den Beobachtungen hervorgeht. Der rote Kurvenverlauf zeigt die Messergebnisse des Folgetages, bei denen der Versuch – nach vollständiger Abkühlung des Systems sowie einem intensiven Inertgasabzug am Kondensator – anschließend bei steigender Leistungszufuhr aufgezeichnet wurde. Er ist für den Vergleich mit der zu erwartenden Kurve mit konstantem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  nach Gleichung (3.19) der Maßgebende (vgl. die schwarze Strichlinie). Neben zugehörigen Versuchsbildern dient ferner der weitere Kurvenverlauf mit konstantem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  nach Gleichung (3.20) der Verdeutlichung des Einflusses geringer Arbeitsmittelfilmhöhen (vgl. schwarze Strichpunktlinie). Die Höhe des Arbeitsmittelfilms ist dabei mit  $H = 1$  mm angenommen. In beiden Fällen wurde in Anlehnung an Schmirnov [168] für den Kontaktwiderstand  $R_K$  ein Wert von  $R_K = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2\text{K/W}$  herangezogen. Dieser Wert entspricht dem Mittelwert der dort angegebenen Bandbreite für aufgelötete Faserstrukturen (vgl. Abschnitt 3.4.3).



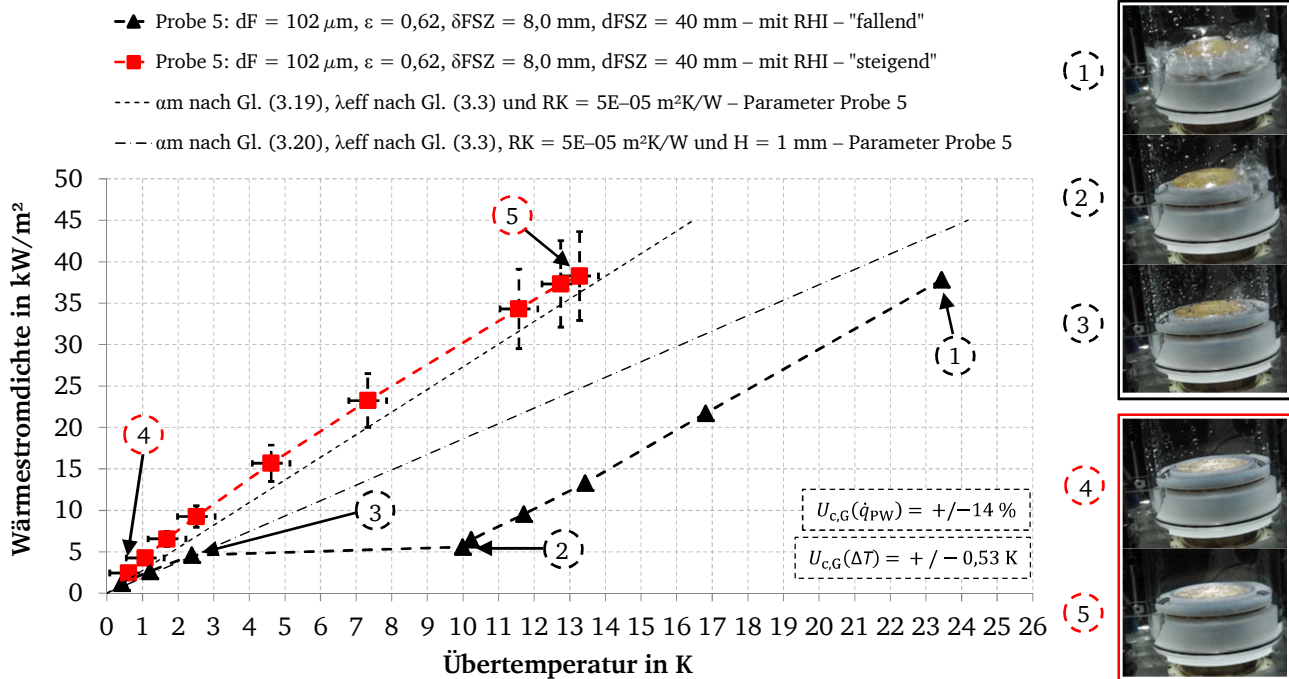


Abbildung 7.13: Einfluss der Arbeitsmittelfilmdicke oberhalb der Faserstruktur und Potenzial der Kapillarfütterung mit Korrelationsabgleich anhand von Probe 5 mit radialer Halbisolierung (RHI) bei einem Systemdruck von 13 mbar.

Bei der Betrachtung des bei fallender Leistungszufuhr aufgezeichneten Versuchs fällt der deutliche Sprung im Kurvenverlauf zwischen den Zuständen „2“ und „3“ sofort auf. Dieser lässt sich dem signifikanten Einfluss des Arbeitsmittelpolsters in möglicher Kombination mit Dampfblaseneinschlüssen, die gemeinsam als thermischer Isolator agieren, zuschreiben (vgl. rechte Skizze in Abbildung 7.14). Während die Blasenbildung zwischen dem Zustand „1“ und „2“ noch durch die kontinuierliche Nachförderung des Arbeitsmittels auf die Oberfläche zur Aufrechterhaltung eines „dicken“ Arbeitsmittelpolsters und damit einem großen thermischen Widerstand führt (vgl. Bildausschnitte „1“ und „2“ in Abbildung 7.13), kommt es nach dem Erliegen der Blasenbildung zu einer deutlichen Veränderung in der Übertemperatur. Bei nahezu identischer Wärmestromdichte (ca.  $5 \text{ kW/m}^2$ ) fällt die Übertemperatur von einem Wert von 10 K auf ungefähr 2,3 K ab. Während es im Zustand „2“ noch vereinzelt zur Blasenbildung kommt, liegt im Zustand „3“ ausschließlich Wärmeleitung entlang der Metallfaser – mit möglichem Dampfblaseneinschluss – in Kombination mit Konvektion über das bereits dünner gewordene Arbeitsmittelpolster vor (vgl. die Bildausschnitte „2“ und „3“ in Abbildung 7.13 sowie beide Skizzen in Abbildung 7.14).

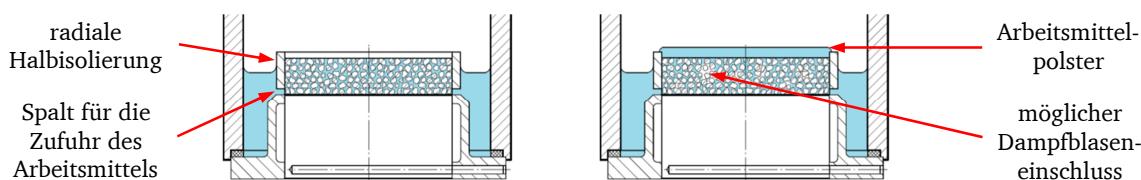


Abbildung 7.14: Schnittzeichnung der radialen Halbisolierung im Fall der Kapillarfütterung (links) und für den Fall mit einem Arbeitsmittelpolster bzw. -kissen und möglichem Dampfblaseneinschlüssen (rechts).

Was den Vergleich der Messdaten mit der Berechnungskorrelation zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Fall der Kapillarfütterung betrifft, ist ausschließlich der rote Kurvenverlauf in Abbildung 7.13 zu betrachten. Seine deutlich größere Kurvensteigung, die nahezu konstant ist, lässt darauf schließen, dass während dieses Versuchs lediglich ein sehr dünner Arbeitsmittelfilm oberhalb der Probe vorlag bzw. die Verdampfung des Arbeitsmittels aus freigelegten Mikrozonengebieten erfolgte (vgl. linke Skizze in Abbildung 7.14). Dies wird durch die Beobachtung des Versuchs aufgrund der deutlich helleren Probenfarben der Bildausschnitte „4“ und

„5“ in Abbildung 7.13 im Vergleich zu den darüber gezeigten gestützt. Der Kurvenverlauf liegt bis zu Wärmestromdichten von etwa  $15 \text{ kW/m}^2$  etwas oberhalb der nach Gleichung (3.19) berechneten Kurven mit konstantem mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$ , nähert sich bei höheren Wärmestromdichten jedoch deutlich an. Wählt man den Kontaktwiderstand hingegen mit einem Wert von  $R_K = 0 \text{ m}^2\text{K/W}$ , liegt unter der Berücksichtigung der Messunsicherheit eine sehr gute Übereinstimmung über den gesamten Bereich der betrachteten Wärmestromdichten vor. Folglich wird das Messergebnis gut über die Gleichung (3.19) mit  $\lambda_{\text{eff}}$  nach Gleichung (3.3) wiedergegeben. Die Abnahme von  $\alpha_m$  mit der Steigerung der Faserwand- bzw. Übertemperatur, d. h. die nicht exakte Kurvensteigung, könnte durch eine Veränderung des mikro- und makroskopischen Benetzungswinkels im Bereich der 3-Phasen-Kontaktlinie zu erklären sein. Nach Ergebnissen von Stephan [174] sowie Raj et al. [136] nimmt der makroskopische Benetzungswinkel mit zunehmender Überhitzung des Arbeitsmittels zu. Die damit einhergehende Vergrößerung der lokalen Filmhöhe in der Mikrozone könnte folglich den lokalen Wärmedurchgang hemmen (vgl. Abbildung 2.2 bzw. in diesem Fall konkret die mittlere Darstellung in Abbildung 3.11). Die Kurve des konstanten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  nach Gleichung (3.20) wurde an die Messergebnisse des schwarzen Kurvenverlaufs ohne „signifikantem“ Arbeitsmittelpolster angepasst. Sie gibt auf der anderen Seite annähernd wieder, welche Differenz im Kurvenverlauf selbst bei einer geringen Höhe des Arbeitsmittelfilms oberhalb der Struktur ( $H = 1 \text{ mm}$ ) hervorgerufen wird bzw. wenn sich keine Mikrozo- nen ausbilden (vgl. linke Darstellung in Abbildung 3.11). Hierbei ist ebenfalls ausschließlich eindimensionale Wärmeleitung entlang des Arbeitsmittelfilms zugrundegelegt.

Zur weiteren Überprüfung, ob die Berechnungsgleichung zur Bestimmung von  $\alpha_m$  zutreffende Ergebnisse liefert, ist in Abbildung 7.15 der entsprechende Vergleich anhand der Messergebnisse von Probe 1\* und Probe 6 gezeigt. Außerdem ist das Rechenergebnis der Korrelation von Kostornov et al. [86] – für den Fall der Kapillarfütterung und die Faserparameter von Probe 6 – zum Vergleich eingetragen. Es wird gemeinsam mit den Berechnungsergebnissen zur Bestimmung der Initiierung des Blasensiedens für diesen Siedefall nach Gleichung (3.21) im Anschluss diskutiert.

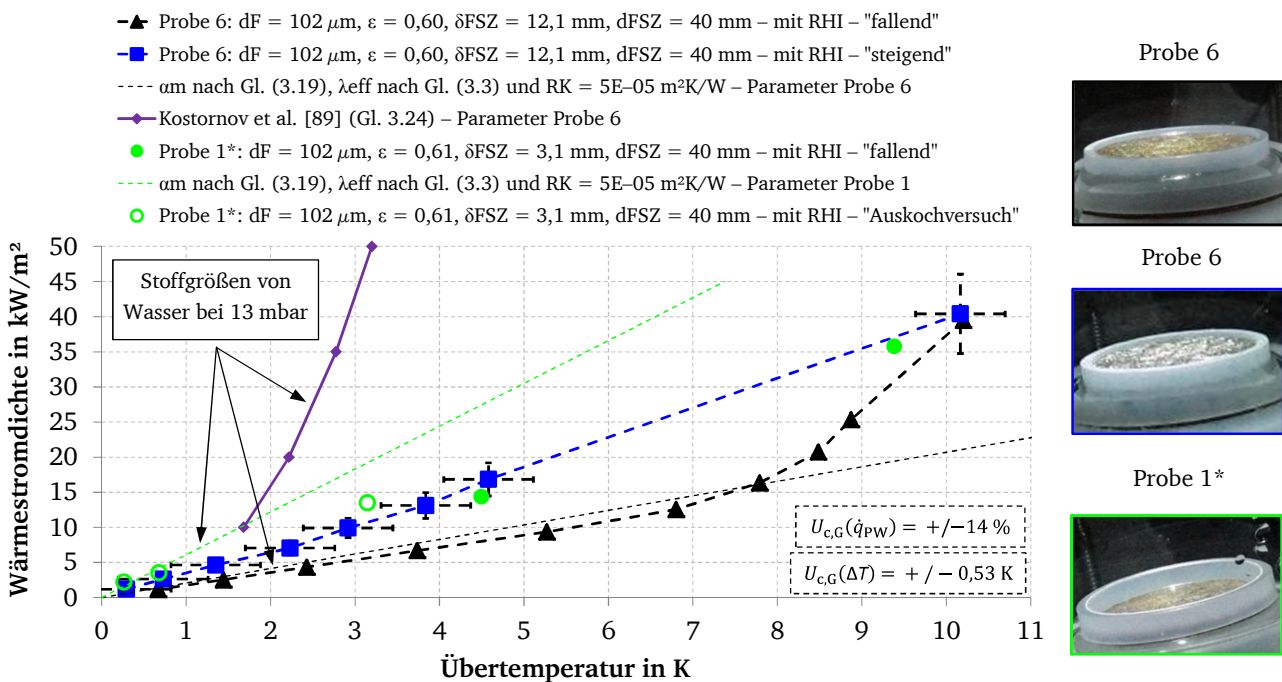


Abbildung 7.15: Potenzial der Kapillarfütterung und Korrelationsabgleich anhand von Probe 1\* und Probe 6 mit radialer Halbisolierung (RHI) bei einem Systemdruck von 13 mbar. Demnach ist die Blasensiede-Korrelation von Kostornov et al. [86] außerhalb ihres Gültigkeitsbereichs von 200 mbar bis Atmosphärendruck nicht anwendbar.

Speziell bei Probe 1\* war es trotz der weiteren Reduzierung des Füllniveaus nicht möglich, ein Füllniveau zu realisieren, welches konstant niedriger als die Faserstrukturhöhe war. Aus diesem Grund sind in Abbildung 7.15 zum einen zwei stationäre Messwerte von Probe 1\* dargestellt, die die Ergebnisse mit der höchsten Übertragungsleistung dieser Versuchsreihe unter stationären Messbedingungen und der Anwesenheit eines geringen Arbeitsmittelfilms oberhalb der Faserstruktur entsprechend dem Versuchsbild von Probe 1\* in Abbildung 7.15 widerspiegeln. Zum anderen sind drei Messwerte eines „Auskochversuchs“ aufgeführt, bei denen die Arbeitsmittelzufuhr unterbrochen und die Messpunkte kurz vor der vollständigen Verdampfung des Arbeitsmittels bestimmt wurden. Bei diesen Messwerten handelt es sich folglich um instationäre Messwerte. Während die Messwerte der stationären Versuchsreihe bei höheren Übertemperaturen primär den signifikanten Einfluss einer – wenn auch nur geringen – Arbeitsmittelschicht oberhalb der Faserstruktur auf die erzielbare Übertragungsleistung in Form einer Reduzierung dieser bestätigen, liegen die ersten beiden Messwerte des Auskochversuchs bei der Übertemperatur  $< 1\text{ K}$  in sehr guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Berechnungsgleichung. Weshalb der dritte Messwert des Auskochversuchs deutlich darunter liegt, ist unklar. Neben der zuvor beschriebenen möglichen Veränderung des Benetzungsverhaltens im Bereich der 3-Phasen-Kontaktlinie – mit zunehmender Überhitzung des Arbeitsmittels – könnten speziell bei dieser Probe Heißkleberrückstände auf der Faserstrukturoberfläche, infolge der Versiegelung des Ringspalts für die erste Versuchsreihe (vgl. Abschnitt 7.1.1), dafür verantwortlich sein. Zwar ließ eine Sichtprüfung der Faserstruktur mit dem bloßen Auge keine Rückstände erkennen, doch könnten selbst geringe Rückstände sowohl eine Veränderung des Benetzungsverhaltens bewirken als auch einen zusätzlichen thermischen Widerstand für den Wärmetransport hervorrufen. Unter Berücksichtigung dieser Effekte scheint eine gute Vorhersage der Berechnungsgleichung zur Bestimmung von  $\alpha_m$  gegeben, sofern tatsächlich kapillar unterstützte Verdampfung vorliegt. Die theoretisch erreichbare Übertragungsleistung, die durch die Reduzierung der Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  von etwa 12 mm auf 3 mm erzielbar wäre, lässt sich in Anlehnung daran aus dem Vergleich der berechneten Kurvenverläufe von Probe 6 bzw. Probe 1\* erahnen. Demnach wäre eine Steigerung der Übertragungsleistung bei geringerem Materialeinsatz denkbar (vgl. die  $A_A/A_{Basis}$ -Verhältnisse in Tabelle 5.3).

Bei den Ergebnissen von Probe 6 liegt hingegen bei jedem Messwert kapillar unterstützte Verdampfung vor. Hier stellen der blaue Kurvenverlauf das Messergebnis mit der höchsten und der schwarze Kurvenverlauf entsprechend das Messergebnis mit der geringsten Übertragungsleistung der Versuchsreihe dar. Wie die Ergebnisse zeigen, liegt in diesem Fall der blaue Kurvenverlauf von Probe 6 deutlich oberhalb der entsprechenden Kurve eines konstanten mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$ . Dies trifft ebenfalls zu, wenn der Kontaktwiderstand  $R_K$  vernachlässigt wird. Das Messergebnis wird nach Gleichung (3.19) im Vergleich zu dem Ergebnis von Probe 5 in Abbildung 7.13 jedoch stärker unterschätzt. Auch kommt es nicht zur Überdeckung der Kurven, wenn die von Mantle und Chang [103] angegebene Unsicherheit von Gleichung (3.3) zur Bestimmung von  $\lambda_{eff}$ , d. h.  $\lambda_{eff} + 10\% \cdot \lambda_{eff}$ , berücksichtigt wird. Was den schwarzen Kurvenverlauf betrifft, liegt hingegen eine sehr gute Übereinstimmung vor. Anzumerken ist, dass der Bereich des Blasensiedens bei der blauen Kurve bereits ab einer Wärmestromdichte von etwa  $10\text{ kW/m}^2$  und einer Übertemperatur von 3 K erreicht wurde, sodass das Ergebnis nach Gleichung (3.19) nur bis hierher vergleichbar ist. Bei der schwarzen Kurve kam es erst ab einer Wärmestromdichte von etwa  $13\text{ kW/m}^2$  und einer Übertemperatur von etwa 8 K zum Blasensieden.

Die Differenz zwischen dem blauen und schwarzen Kurvenverlauf ohne Blasenbildung lässt sich in diesem Fall ebenfalls durch eine unterschiedlich hohe Arbeitsmittelschicht oberhalb der Stirnfläche der Faserstruktur erklären. Diese ist allerdings deutlich geringer als die in Abbildung 7.13 gezeigte

Arbeitsmittelschichtdifferenz (vgl. die Bildausschnitte vom Zustand „3“ und „4“ in Abbildung 7.13 mit denen von Probe 6 in Abbildung 7.15). Auch die deutlichere Unterschätzung des blauen Kurvenverlaufs von Probe 6 durch Gleichung (3.19) liegt in diesem Kontext – im Vergleich zu der Erkenntnis anhand von Probe 5 nach Abbildung 7.13 – ebenfalls im Benetzungsverhalten der Faser-oberfläche begründet. So deuten die stark vergrößerten Versuchsbilder von Probe 5 und Probe 6 in Abbildung 7.16 darauf hin, dass es bei Probe 6 aufgrund der rauer wirkenden Oberfläche zu einem stärkeren Hineinziehen des Arbeitsmittelfilms in die Faserstruktur gekommen ist als dies bei Probe 5 der Fall war. Das stärkere Hineinziehen des Arbeitsmittelfilms wird durch das verhältnismäßig geringere Füllniveau bzw. das stärkere Herausragen von Probe 6 aus dem Arbeitsmittelbad ermöglicht. Dass es dabei zum Erreichen der Kapillarkraftgrenze gekommen ist, wird zum einen aufgrund der in Abschnitt 3.3.4 vorgestellten Ergebnisse der Beispielrechnung ausgeschlossen. Zum anderen hätte ihr Erreichen eine Abnahme der Übertragungsleistung hervorgerufen (vgl. Abschnitt 3.4.3).



Abbildung 7.16: Stark vergrößerte Versuchsbilder von Probe 5 (links) und Probe 6 (rechts) mit radialer Halbisolierung.

Nach diesem Ergebnis scheint „die Ausprägung“ der Mikrozonengebiete bzw. 3-Phasen-Kontaktlinien trotz der beträchtlichen Höhe des Faserstrukturzylinders  $\delta_{FSZ}$  einen maßgeblichen Beitrag am Wärmetransport zu haben. Legt man das Rechenergebnis nach Gleichung (3.19) für Probe 6 mit einem Kontaktwiderstand von  $R_K = 0 \text{ m}^2\text{K/W}$  bei einer Übertemperatur von 3 K als Bezugswert zugrunde und vernachlässigt die Unsicherheit von Gleichung (3.3) zur Bestimmung von  $\lambda_{eff}$ , wird das Ergebnis des blauen Kurvenverlaufs in Abbildung 7.15 für  $\alpha_m$  beispielsweise um etwa 43 % unterschätzt. Der Unsicherheitsanteil für die effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{eff}$  nach Gleichung (3.3) wird unter Vernachlässigung unterschiedlicher Kontaktwiderstände nach Mantle und Chang [103] hingegen nur mit  $\lambda_{eff} = \pm 10 \%$  angegeben. Eine mögliche Veränderung des Ergebnisses aufgrund der unterschiedlichen Ausprägung der Mikrozonengebiete ist folglich bei der Anwendung von Gleichung (3.19) zu beachten.

Was die Anwendung von Gleichung (3.21) zur Bestimmung der Initiierung des Blasensiedens für den Fall der Kapillarfütterung betrifft, scheint ausschließlich der blaue Kurvenverlauf von Probe 6 in Abbildung 7.15 vergleichbar, da hier definitiv von Kapillarfütterung gesprochen werden kann. Nach dem über die Quecksilberporosimetriemessung bestimmten und angenommenen zugehörigen maximalen Porendurchmesser  $D_{P,max}$  von 400  $\mu\text{m}$  (vgl. F1 in Tabelle 5.6) ergibt sich nach Gleichung (3.21) ein Zahlenwert von 8,6 K, der deutlich über dem Messergebnis mit einem Wert von 3 K liegt. Dass der Zahlenwert signifikant von dem angenommenen maximalen Porendurchmesser  $D_{P,max}$  abhängt, wurde bereits in Abschnitt 7.1.1 gezeigt. So hat die Wahl eines maximalen Porendurchmessers von 200  $\mu\text{m}$  – nahe dem Ergebnis für F1 nach Berechnungsgleichung (3.6) in Tabelle 5.6 – beispielsweise eine vorhergesagte Übertemperatur für die Initiierung des Blasensiedens von 17,1 K und die Wahl eines maximalen Porendurchmessers von 500  $\mu\text{m}$  einen Wert von 6,9 K zur Folge. Demnach stimmt die Vorhersage besser mit den Messwerten des schwarzen Kurvenverlaufs von Probe 5 (vgl. Zustand „2“ in Abbildung 7.13) und Probe 6 (vgl. Abbildung 7.15) überein, bei denen die Strukturen mit einem dünnen Arbeitsmittelfilm bedeckt sind. Interessant ist in diesem Zusam-



---

menhang, dass sich die Erkenntnis von Konev und Mitrović [79] speziell bei dem Vergleich der Blasenbildung der blauen Kurve von Probe 6 in Abbildung 7.15 bei der Übertemperatur von 3 K und dem der schwarzen Kurve mit der Übertemperatur für die Initiierung des Blasensiedens von knapp 8 K widerspiegelt. Nach ihnen kommt es im Fall der Kapillarfütterung zur früheren Initiierung des Blasensiedens, da die an der Grenzfläche Flüssigkeit-Dampf wirkende Kapillarkraft einen Abfall des Drucks innerhalb der Flüssigkeit hervorruft. Insgesamt scheint neben der Benetzung der Faseroberfläche darüber hinaus die Faserstrukturhöhe einen Einfluss auf die Initiierung des Blasensiedens zu haben. So kam es weder bei dem roten Kurvenverlauf von Probe 5 in Abbildung 7.13 noch bei dem Kurvenverlauf von Probe 1\* in Abbildung 7.15 mit erreichten Übertemperaturen von etwa 13 K bzw. etwa 9,5 K zur Blasenbildung. In beiden Fällen wird vermutlich die zugeführte Wärme durch die Verdampfung an der Faserstrukturoberfläche so gut abgeführt, dass die Temperatur innerhalb der Faserstruktur zu klein ist, als dass dort eine Blase heranwachsen und den notwendigen Überdruck für das Verlassen der Kapillarstruktur aufbringen kann.

Das Rechenergebnis der Korrelation von Kostornov et al. [86] für den Bereich des Blasensiedens nach Gleichung (3.24) ist analog zur Initiierung des Blasensiedens ebenfalls nur mit dem blauen Kurvenverlauf von Probe 6 vergleichbar. Zwar liegt die Initiierung des Blasensiedens bei der Übertemperatur von 3 K sehr nahe an dieser Kurve, doch ist die Kurvensteigung im weiteren Verlauf deutlich geringer. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Blasendynamik durch die Anwesenheit der radialen Halbisolierung nicht auf die gesamte Faserstrukturoberfläche wirken kann. Beim schwarzen Kurvenverlauf ist sie in diesem Zusammenhang aufgrund der späteren Initiierung des Blasensiedens größer.

Vergleicht man die in diesem Abschnitt gezeigten Messergebnisse mit denen der vorangehenden Abschnitte, geht eindeutig hervor, dass sich bei der kapillar unterstützten Verdampfung im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7$  K deutlich höhere Wärmeströme bzw. Wärmestromdichten im Vergleich zur vollständigen Flutung der Faserstrukturen übertragen lassen. Selbst bei dem Messergebnis mit der geringsten Übertragungsleistung werden hier höhere Wärmestromdichten als bei dem Messergebnis mit der höchsten Übertragungsleistung der vorangehenden Abschnitte erzielt (vgl. schwarzer Kurvenverlauf von Probe 6 in Abbildung 7.15 mit dem des niedrigen Füllniveaus in Abbildung 7.7). Auch deuten die Ergebnisse darauf hin, dass sich die übertragbaren Wärmeströme bzw. Wärmestromdichten gut durch die Anwendung der Berechnungskorrelation zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  für den Fall der Kapillarfütterung nach der Berechnungsgleichung (3.19) berechnen lassen. Demnach sind im Hinblick auf die Steigerung der Übertragungsleistung und den optimalen Materialeinsatz geringe Höhen der Faserstrukturen anzustreben. Dass es aufgrund der unterschiedlichen Ausprägung der Mikrozonengebiete allerdings zu einer deutlichen Veränderung des Ergebnisses kommen kann, ist bei ihrer Anwendung allerdings zu beachten.

---

#### 7.4.2 Einfluss des Mikrozonflächenanteils und der Anzahl der Faserstrukturzylinder

---

Aus Abschnitt 7.4.1 ging hervor, dass die Ausnutzung des Kapillareffekts in Kombination mit der Erzeugung eines dünnen Arbeitsmittelfilms an der Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit bzw. die Freilegung von Mikrozonengebieten anzustreben ist, um hohe Wärmeströme im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7$  K zu übertragen. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Versuche zur gezielten Vergrößerung des Anteils von Mikrozonflächen gezeigt.

Um dieses Potenzial analysieren zu können, wurden neben Probe 5 und 6 sowie der Variation von Versuchen mit und ohne radiale(r) Halbisolierung die aus mehreren Faserstrukturzylindern bestehenden Proben 8 und 10 angefertigt und im teilgefluteten Zustand vermessen. Die Faserstrukturzy-

linder der Proben ragen aufgrund ihrer Höhe aus dem Arbeitsmittelbad heraus. Dies ist in Abbildung 7.17 anhand von CAD-Zeichnungen von Probe 5 und Probe 8 ohne radiale Halbisolierung dargestellt.

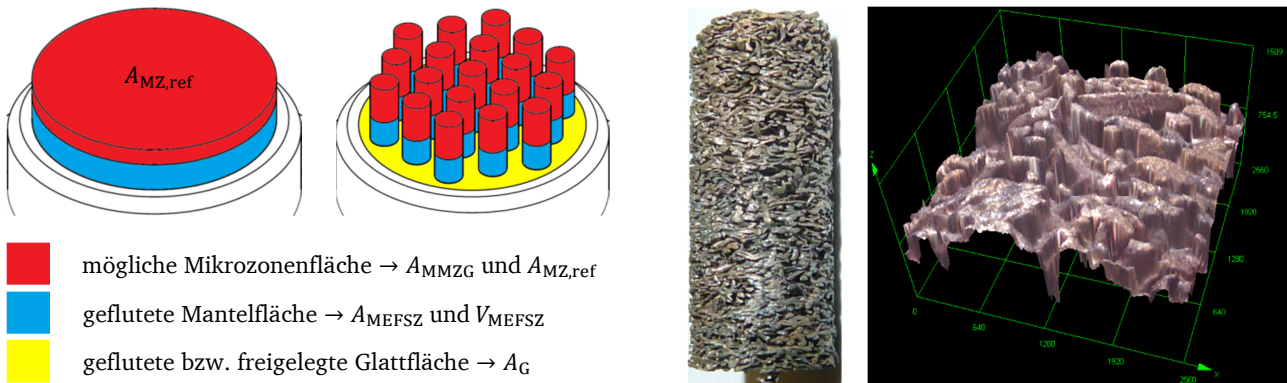


Abbildung 7.17: Schematische Darstellung möglicher Mikrozonflächen und der gefluteten Flächen anhand von Probe 5 und Probe 8 (links) sowie Bild eines Faserstrukturzylinders von Probe 8 mit zugehörigem Oberflächenscan (rechts).

Dabei stellen die roten Flächen den Bereich der Grenzfläche zwischen Dampf und Flüssigkeit dar, auf welchem sich theoretisch eine Mikrozonenverdampfung einstellen kann. Im rechten Bildausschnitt ist die Oberflächentopografie der Mantelfläche eines Faserstrukturzylinders verdeutlicht. Die blauen Flächen zeigen die geflutete(n) Mantelfläche(n) des bzw. der Faserstrukturzylinder(s). Im Vergleich zu Probe 5 und 6 mit radialer Halbisolierung ist diese im Fall ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung etwas größer (vgl. Abbildung 7.17 mit Abbildung 7.14). Bei Probe 8 und 10 werden aufgrund der Variation der Anzahl der Faserstrukturzylinder, neben der Veränderung der freigelegten Mantelfläche, außerdem Glattflächen  $A_G$  freigelegt (vgl. gelb markierter Bereich analog zu Abbildung 7.3). Aufgrund dieser signifikanten Differenzen und den Ergebnissen aus Abschnitt 7.1.2 werden die Ergebnisse zur Oberflächenvergrößerung separat betrachtet. Zum einen erfolgt dies im Hinblick auf den Einfluss der radialen Halbisolierung anhand von Probe 5 und 6 bei unterschiedlichen Höhen der Faserstrukturzylinder und zum anderen im Hinblick auf die veränderte Anzahl der Faserstrukturzylinder bei identischer Höhe der Faserstrukturzylinder.

Sämtliche in diesem Abschnitt untersuchten Proben basieren ebenfalls auf den Faserstrukturparametern von Probe 1 bzw. 1\*, d. h. einem Faserdurchmesser  $d_F$  von  $102\ \mu\text{m}$  und einer Porosität  $\varepsilon$  von etwa 0,6 (vgl. Tabelle 5.3). Abweichende Größen gehen aus Tabelle 7.2 hervor.

Tabelle 7.2: Relevante charakteristische Größen der metallischen Kurzfasernstrukturen von Probe 5, 6, 8 und 10.

| Bezeichnung | RHI       | $\delta_{FSZ}$ | $d_{FSZ}$ | $N_{FSZ}$ | FN        | $\frac{A_{MMZG}}{A_{MZ,ref}}$ | $\frac{A_{MEFSZ}}{V_{MEFSZ}}$ | $\frac{A_{KFSZGT}}{A_{Basis}}$ |
|-------------|-----------|----------------|-----------|-----------|-----------|-------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| -           | (ja/nein) | mm             | mm        | -         | mm        | -                             | -                             | -                              |
| Probe 5     | ja        | 8,0            | 40        | 1         | (1,4)/7,5 | 1                             | 0,02                          | 1                              |
| Probe 5     | nein      | 8,0            | 40        | 1         | 7,5       | 1,1                           | 0,10                          | 1                              |
| Probe 6     | ja        | 12,1           | 40        | 1         | (1,4)/7,5 | 1                             | 0,02                          | 1                              |
| Probe 6     | nein      | 12,1           | 40        | 1         | 7,5       | 1,5                           | 0,10                          | 1                              |
| Probe 8     | nein      | 12,0           | 5         | 18        | 5,0       | 2,0                           | 0,80                          | 0,3                            |
| Probe 10    | nein      | 12,0           | 10        | 7         | 5,0       | 1,8                           | 0,40                          | 0,4                            |

Ihre Unterschiede in der Höhe der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$ , dem Durchmesser der Faserstrukturzylinder  $d_{FSZ}$  sowie der damit einhergehenden Veränderung der Anzahl der Faserstrukturzylinder  $N_{FSZ}$  in Kombination mit den bereits angesprochenen leichten Differenzen des Füllniveaus (FN) während der Versuche und ob die radiale Halbisolierung (RHI) aufgesetzt ist oder nicht, sorgen für die Freilegung verschieden großer Bereiche der in Abbildung 7.17 gezeigten Flächen.



In den letzten drei Spalten von Tabelle 7.2 sind die für die Interpretation der Messergebnisse herangezogenen maßgebenden Größen dargestellt. Dies sind in Anlehnung an Abbildung 7.17:

- 1) das Verhältnis aus der gesamten möglichen Mikrozononenfläche  $A_{\text{MMZG}}$  der betrachteten Probe und derjenigen von Probe 5 bzw. 6 mit radialer Halbisolierung als Referenz  $A_{\text{MZ,ref}}$ .  $A_{\text{MZ,ref}}$  entspricht dabei gleichzeitig der Basisfläche des Grundträgers  $A_{\text{Basis}}$ , auf dem der Wärmestrom zugeführt wird (vgl. CAD-Zeichnung von Probe 5 in Abbildung 7.17). Das  $A_{\text{MMZG}}/A_{\text{MZ,ref}}$ -Verhältnis beschreibt demnach die gezielte Vergrößerung der möglichen Mikrozononenfläche im Vergleich zu Probe 5 bzw. 6, aber auch die wie sie beispielsweise bei dem Aufbringen der Faserstruktur auf einem Glattrohr vorliegen würde.
- 2) das Verhältnis aus der gefluteten Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders  $A_{\text{MEFSZ}}$  zu dem entsprechenden gefluteten Volumen  $V_{\text{MEFSZ}}$  – als Anhaltswert für die radiale Auskühlung des Faserstrukturzylinders bei der Durchströmung mit Wärme in diesem Bereich. Diese Größe wurde in Anlehnung an die Überlegungen aus Unterkapitel 6.2 gewählt. Für die Bestimmung von  $A_{\text{MEFSZ}}$  und  $V_{\text{MEFSZ}}$  ist bei den Proben ohne radiale Halbisolierung stets das Füllniveau herangezogen. Bei den Proben mit radialer Halbisolierung ist  $A_{\text{MEFSZ}}$  hingegen ausschließlich mit dem Zahlenwert der Spalthöhe des Ringspalts (1,4 mm), über den das Arbeitsmittel anströmt, berechnet. Der restliche Anteil der Mantelfläche des Faserstrukturzylinders, auf dem die radiale Halbisolierung sitzt und die im Hinblick auf radiale Wärmeverluste thermisch isolierend wirkt, wird hier als adiabat angenommen (vgl. linke Darstellung in Abbildung 7.14).  $V_{\text{MEFSZ}}$  ist bei Probe 5 und 6 mit radialer Halbisolierung – wie bei den anderen Proben auch – unter Berücksichtigung des vorliegenden Füllniveaus bestimmt. Das Füllniveau beträgt hier 7,5 mm.
- 3) analog zu Abschnitt 7.1.2 das Verhältnis aus der Kontaktfläche des bzw. der Faserstrukturzylinder(s) mit dem Grundträger und der Basisfläche des Grundträgers, auf dem der Wärmestrom zugeführt wird  $A_{\text{KFSZGT}}/A_{\text{Basis}}$ . Bei den Proben 5 und 6 entspricht die Kontaktfläche der Basisfläche des Grundträgers, d. h.  $A_{\text{KFSZGT}}/A_{\text{Basis}} = 1$ .

Im Folgenden wird zunächst der Effekt der Oberflächenvergrößerung infolge der Variation des Einsatzes der radialen Halbisolierung anhand von Probe 5 und 6 gezeigt. Im Anschluss daran werden die entsprechenden Ergebnisse durch die Veränderung der Anzahl der Faserstrukturzylinder vorgestellt. Die jeweils relevanten charakteristischen Größen sind entsprechend der Tabelle 7.2 in der Legende aufgeführt und im rechten Bildausschnitt die zugehörigen Versuchsbilder aus dem Siederegime des konvektiven Siedens dargestellt. Die Messunsicherheiten sind außerdem eingetragen. Darüber hinaus werden die Ergebnisse jeweils im Hinblick auf das eingesetzte Fasermaterial bewertet und diesbezüglich abschließend das beste Ergebnis unter Berücksichtigung der Ergebnisse der vorangehenden Unterkapitel genannt.

Abbildung 7.18 zeigt die Versuchsergebnisse von Probe 5 und 6, bei denen die unterschiedlichen Mikrozononenbereiche durch den Einsatz mit der bzw. ohne die radiale(n) Halbisolierung realisiert wird. Die Unterschiede in den Höhen der Faserstrukturzylinder  $\delta_{\text{FSZ}}$  (vgl. Tabelle 7.2) werden bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt, d. h. die Ergebnisse von Probe 5 mit radialer Halbisolierung dienen der Probe 5 ohne radiale Halbisolierung und die Probe 6 mit radialer Halbisolierung der Probe 6 ohne radiale Halbisolierung als Referenz. Die Messergebnisse der Referenzproben 5 und 6 mit radialer Halbisolierung und die Vermutung, weshalb die übertragenen Wärmestromdichten bei der Betrachtung gleicher Übertemperaturen bei Probe 5 entgegen den Erwartungen etwas unterhalb der Messwerte von Probe 6 liegen, wurden bereits in Abschnitt 7.4.1 diskutiert.

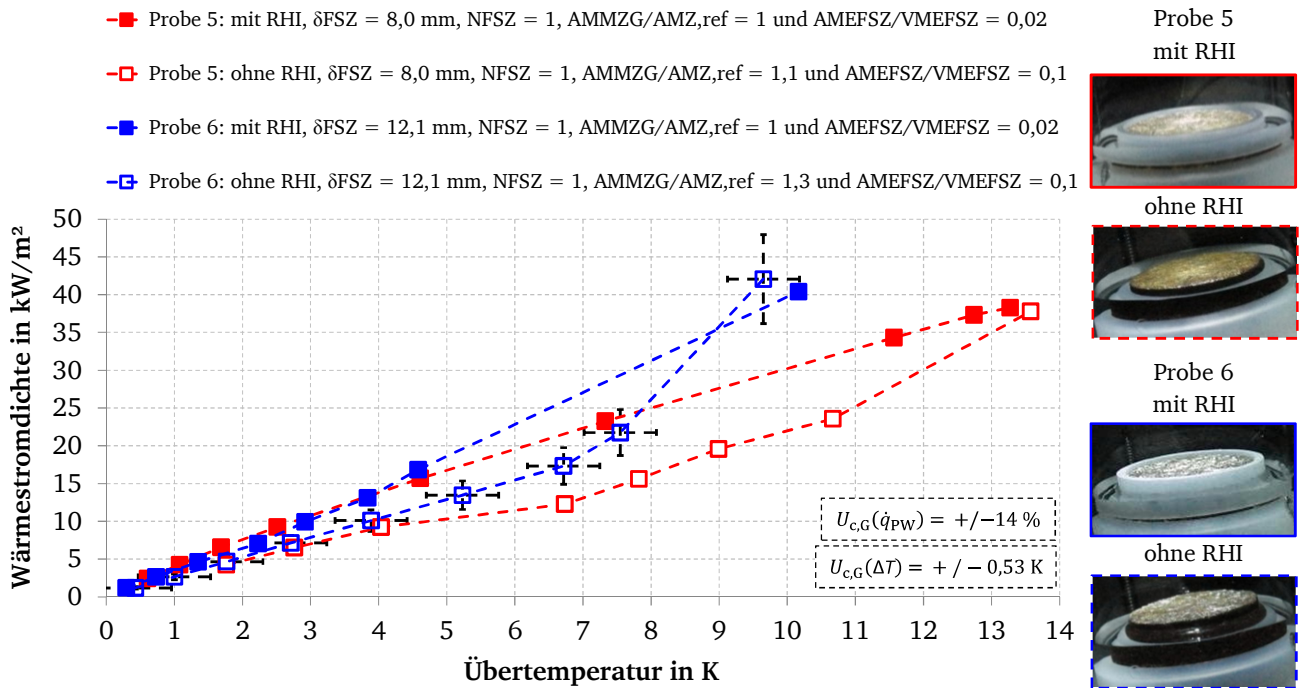


Abbildung 7.18: Gegenüberstellung der Messergebnisse von Probe 5 und 6 mit und ohne radiale(r) Halbisolierung sowie zugehörige Versuchsbilder des Bereichs des konvektiven Siedens. Der Systemdruck betrug 13 mbar.

Wie Abbildung 7.18 zeigt, lässt sich nahezu über den gesamten betrachteten Bereich der Übertemperatur sowohl bei Probe 5 als auch bei Probe 6 eine Abnahme der übertragenen Wärmestromdichte für die Versuche ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung erkennen. Dies ist der Fall, obwohl die Oberfläche möglicher Mikrozonengebiete vergrößert wird (vgl.  $A_{\text{MMZG}}/A_{\text{MZ,ref}}$ ). Einzig der Messwert bei der höchst gemessenen Wärmestromdichte von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung (Bereich des Blasensiedens) liegt etwas oberhalb des Messwerts von Probe 6 mit radialer Halbisolierung. Die Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens geht aus Tabelle 7.3 hervor. Bei Probe 5 mit radialer Halbisolierung ist es überhaupt nicht zum Blasensieden gekommen, bei Probe 6 mit radialer Halbisolierung hingegen bereits bei einer Übertemperatur von 3 K (vgl. auch die Diskussion der Ergebnisse zu Abbildung 7.15 in Abschnitt 7.4.1).

Tabelle 7.3: Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens bei Probe 5 und 6 mit und ohne RHI.

| Bezeichnung | RHI       | FN        | $\Delta T_{\text{IBS}}$ | $\dot{q}_{\text{IBS}}$ |
|-------------|-----------|-----------|-------------------------|------------------------|
| -           | (ja/nein) | mm        | K                       | $\text{kW}/\text{m}^2$ |
| Probe 5     | ja        | (1,4)/7,5 | -                       | -                      |
| Probe 5     | nein      | 7,5       | 9,5                     | 10                     |
| Probe 6     | ja        | (1,4)/7,5 | 3,0                     | 20                     |
| Probe 6     | nein      | 7,5       | 7,5                     | 22                     |

Im Bereich des konvektiven Siedens werden eine stärkere Auskühlung der Faserstrukturzylinder in Kombination mit einer schwächeren Ausprägung der Mikrozonengebiete – in Anlehnung an die Ergebnisse aus Abschnitt 7.4.1 – als Gründe für die Abnahme der übertragenen Wärmestromdichte bei den Versuchen ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung im Vergleich zu denen mit radialer Halbisolierung angesehen. Ersteres geht aus dem Vergleich der Verhältnisse aus gefluteter Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders und seinem gefluteten Volumen  $A_{\text{MEFSZ}}/V_{\text{MEFSZ}}$  hervor. Dieses Verhältnis ist bei den Versuchen ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung um den Faktor 5 größer. Die schwächere Mikrozonenausbildung lässt sich zum anderen aus der Betrachtung der zugehörigen Bildausschnitte in Abbildung 7.18 erkennen. Die Oberfläche der Faserstruktur des Bildausschnitts von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung wirkt im Vergleich zu derjenigen von Probe 5 ohne radiale Halbisolierung bereits etwas heller, was ein Indiz für das stärkere Hineinziehen des

Arbeitsmittels in die Metallfaserstruktur ist. Dass dies bei Probe 6 mit radialer Halbisolierung noch ausgeprägter als im Fall von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung ist, wird außerdem bei dem entsprechenden Vergleich deutlich. Ob auf den Stirnflächen der Metallfaserstrukturen überhaupt eine 3-Phasen-Kontaktlinie entsteht, lässt sich nur mutmaßen (vgl. Abschnitt 3.4.3). Dennoch erscheint es in diesem Zusammenhang plausibel, dass das Arbeitsmittel aufgrund der größeren Fläche möglicher Mikrozonon (vgl.  $A_{\text{MMZG}}/A_{\text{MZ,ref}}$  in vgl. Tabelle 7.2) bei den Versuchen ohne radiale Halbisolierung etwas höher steigt bzw. unmittelbar an der Faserstrukturoberfläche diese stärker benetzt. Dabei wird angenommen, dass eine in Summe größere Kapillarkraft entgegen der Erdbeschleunigung wirkt. Eine aufgrund des größeren  $A_{\text{MEFSZ}}/V_{\text{MEFSZ}}$ -Verhältnisses hervorgerufene stärkere Auskühlung der Faserstrukturzylinder im unteren Bereich und damit eine geringere lokale Absoluttemperatur an der Faserstrukturoberfläche sowie der damit einhergehenden Erhöhung der Oberflächenspannung könnte ein weiteres Hemmnis für das stärkere Hineinziehen des Arbeitsmittels in die Metallfaserstruktur bzw. die Freilegung von 3-Phasen-Kontaktlinien sein. Unabhängig davon, ob überhaupt 3-Phasen-Kontaktlinien freigelegt werden, kommt in diesen Bereichen schlicht nicht genügend „Absoluttemperatur“ an, um den dort lokal vorliegenden geringen thermischen Widerstand effizient nutzen zu können. Folglich kann die Vergrößerung dieser Oberflächenregionen bei den Versuchen ohne radiale Halbisolierung auch nicht richtig zur Wirkung kommen.

Was den Bereich des Blasensiedens betrifft, so macht sich die unterschiedliche Ausprägung der Mikrozonon auf die Initiierung des Blasensiedens – analog zu den Erkenntnissen aus Abschnitt 7.4.1 (vgl. speziell Abbildung 7.15) – anhand des Vergleichs der Ergebnisse von Probe 6 mit und ohne radiale(r) Halbisolierung bemerkbar. Die ausgeprägtere Benetzung der Stirnfläche, d. h. das geringere Hineinziehen des Arbeitsmittels während des Versuchs ohne radiale Halbisolierung, wird bei Probe 6 (vgl. Versuchsbilder von Probe 6 in Abbildung 7.18) als maßgeblicher Effekt betrachtet, weshalb es erst bei größeren Übertemperaturen zur Initiierung des Blasensiedens im Vergleich zu dem Versuch mit radialer Halbisolierung kommt (vgl.  $\Delta T_{\text{IBS}}$  in Tabelle 7.3). Hinzu kommt die stärkere radiale Auskühlung der Faserstrukturzylinder. Im Bereich des Blasensiedens ist die Kurvensteigung aufgrund der Abwesenheit der radialen Halbisolierung hingegen deutlich größer. Interessant sind außerdem die Ergebnisse von Probe 5. Während der Mikrozononverdampfung ohne Blasenbildung werden im Bereich von Übertemperaturen zwischen 9,5 bis 13,5 K höhere Wärmestromdichten übertragen als dies beim Blasensieden der Fall ist (vgl. Ergebnis von Probe 5 mit und ohne radiale(r) Halbisolierung). Die „spätere“ Initiierung des Blasensiedens bei dem Versuchsergebnis von Probe 5 ohne radiale Halbisolierung im Vergleich zu dem Ergebnis von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung (vgl. Tabelle 7.3) wird in diesem Zusammenhang ebenfalls auf die unterschiedliche Ausprägung der Mikrozonon zurückgeführt (vgl. die Versuchsbilder in Abbildung 7.18).

Im Hinblick auf den Materialeinsatz stellen sich die Ergebnisse von Probe 5 im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7$  K im Vergleich zu denen von Probe 6 sowohl bei den Versuchen mit als auch ohne dem/den Einsatz der radialen Halbisolierung besser dar. Während die Faseroberfläche bei Probe 6 um den Faktor von etwa 1,6 größer als bei Probe 5 ist (vgl. entsprechende  $A_{\text{A}}/A_{\text{Basis}}$ -Verhältnisse in Tabelle 5.3), liegt die Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte in diesem Bereich um maximal den Faktor 1,5 darüber. Bei größeren Übertemperaturen werden bei Probe 6 ohne den Einsatz der radialen Halbisolierung aufgrund der Initiierung des Blasensiedens bei geringeren Übertemperaturen hingegen deutlich höhere Wärmestromdichten übertragen als bei Probe 5.

In Abbildung 7.19 sind die entsprechenden Ergebnisse zur Analyse des Effekts der Vergrößerung der Mikrozononflächen durch die Veränderung der Anzahl der Faserstrukturzylinder  $N_{\text{FSZ}}$  dargestellt. Dabei werden ausschließlich die Ergebnisse von Probe 6 ohne den Einsatz der radialen

Halbisolierung mit denen von Probe 8 und 10 verglichen. Die Höhen der Faserstrukturzylinder  $\delta_{FSZ}$  sind dabei nahezu identisch, das Füllniveau (FN) weicht hingegen leicht ab (vgl. Tabelle 7.2). Außerdem sind die Rechenergebnisse der Korrelation von Choon et al. [27] für den teilgefluten Siedefall nach Gleichung (3.28) zum Vergleich eingetragen (vgl. Unterkapitel 3.5). Der Kurvenverlauf wurde basierend auf den Probenparametern von Probe 6 berechnet. Hierbei wurden die Stoffdaten entsprechend dem Systemdruck während der Versuche bei 13 mbar verwendet. Der Quotient aus der gesamten mit dem Arbeitsmittel in Kontakt stehenden äußeren Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  und der Basisfläche des Grundträgers  $A_{Basis}$  wurde aus Tabelle 5.3 mit einem Wert von  $A_A/A_{Basis} = 211$  herangezogen. Der Wert von Choon et al. [27] lag zum Vergleich bei  $A_A/A_{Basis} = 60$ . Die Konstante  $C_{sf}$  – zur Berücksichtigung der Paarung Fluid/Oberflächenwerkstoff und der Oberflächenbeschaffenheit – sowie die fixen Exponenten  $n, m$  und  $a$  wurden analog zu Choon et al. [27] gewählt.

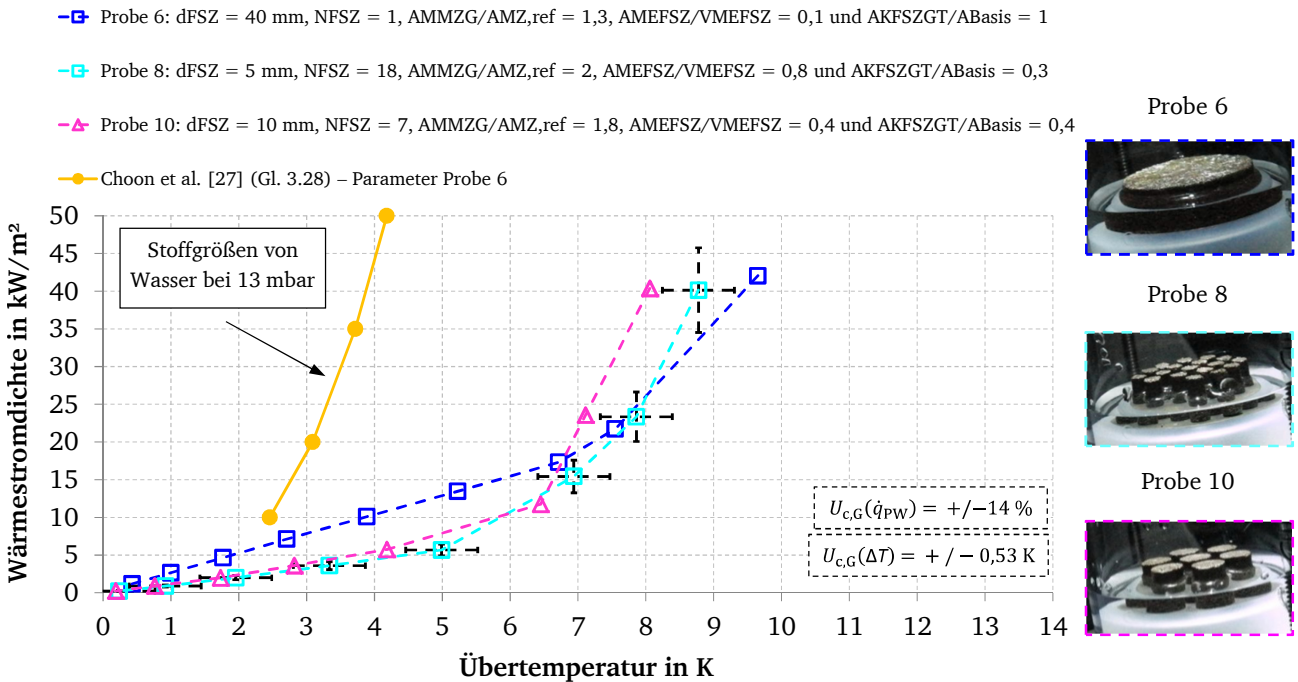


Abbildung 7.19: Gegenüberstellung der Messergebnisse von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung und Probe 8 und 10 sowie zugehörige Versuchsbilder des Bereichs des konvektiven Siedens. Der Systemdruck betrug 13 mbar. Demnach ist die auf Basis eines hochporösen quaderförmigen Kupferwamms entwickelte Blasensiede-Korrelation von Choon et al. [27] für Metallfaserstrukturen nicht anwendbar – ihr Gültigkeitsbereich ist für Drücke zwischen 18 und 100 mbar angegeben.

Danach werden bei der Probe 6 ohne radiale Halbisolierung im Bereich des konvektiven Siedens höhere Wärmestromdichten als bei den Proben 8 und 10 übertragen, obwohl die mögliche Mikrozonenfläche in diesem Fall geringer ist (vgl.  $A_{MMZG}/A_{MZ,ref}$ ). Im Bereich des Blasensiedens liegen die übertragenen Wärmestromdichten hingegen darunter. Die Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens sind analog zu Tabelle 7.3 in Tabelle 7.4 aufgeführt. Die leichten Differenzen im Füllniveau gehen daraus ebenfalls hervor.

Tabelle 7.4: Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens bei Probe 6, 8 und 10 ohne RHI.

| Bezeichnung | RHI<br>(ja/nein) | FN<br>mm | $\Delta T_{IBS}$<br>K | $\dot{q}_{IBS}$<br>kW/m <sup>2</sup> |
|-------------|------------------|----------|-----------------------|--------------------------------------|
| Probe 6     | nein             | 7,5      | 7,5                   | 22                                   |
| Probe 8     | nein             | 5,0      | 6,6                   | 7,8                                  |
| Probe 10    | nein             | 5,0      | 6,4                   | 11                                   |

Der Grund, weshalb die übertragenen Wärmestromdichten bei Probe 8 und 10 im Bereich des konvektiven Siedens trotz der größeren  $A_{MMZG}/A_{MZ,ref}$ -Verhältnisse deutlich unterhalb von denen der Probe 6 liegen, wird in Anlehnung an die Ergebnisse zum Einfluss der radialen Halbisolierung primär

auf die Zunahme des  $A_{\text{MEFSZ}}/V_{\text{MEFSZ}}$ -Verhältnisses zurückgeführt. In der Ausprägung der Mikrozo-  
nen lassen sich hier nämlich keine Differenzen erkennen (vgl. Versuchsbilder in Abbildung 7.19).  
Ein weiterer Grund könnte eine schlechtere Anbindung zwischen den Faserstrukturzylindern und  
dem Probengrundträger sein. Dass eine vollständige Anbindung nicht in allen Fällen gegeben war,  
wurde speziell bei Probe 8 beobachtet. Dies ist in Abbildung 7.20 gezeigt. Aufgrund dessen hatte  
sich auch einer der ursprünglich insgesamt 19 Faserstrukturzylinder von der Oberfläche gelöst.



Abbildung 7.20: Unvollständiger Kontakt zwischen Faserzylinder und Grundträger anhand von Probe 8.

Hierdurch würde es zu einem geringeren Wärmefluss in die einzelnen Faserstrukturzylinder kom-  
men und der positive Effekt, der durch die Bündelung des Wärmestroms entlang der Kontaktflächen  
zwischen dem Grundträger und den einzelnen Faserstrukturzylindern zu erwarten wäre, zunichte  
gemacht. Die gesamte Fläche, auf der die einzelnen Faserstrukturzylinder aufgelötet sind, liegt im  
Vergleich zur Basisfläche des Grundträgers bei Probe 8 etwa bei 30 % und bei Probe 10 bei etwa  
40 % (vgl.  $A_{\text{KFSZGT}}/A_{\text{Basis}}$ -Verhältnisse).

Im Hinblick auf die Initiierung des Blasensiedens scheint die unterschiedliche Anzahl der Faserstruk-  
turzylinder und damit die Zunahme des  $A_{\text{MEFSZ}}/V_{\text{MEFSZ}}$ -Verhältnisses keinen bedeutenden Einfluss  
zu haben. Aufgrund der leichten Differenzen im Füllniveau (vgl. Tabelle 7.3) und der Tatsache, dass  
die Übergangsregion vom konvektiven Sieden zum Blasensieden nicht sehr fein „abgetastet“ wurde,  
lässt sich keine genaue Aussage treffen (vgl. vor allem die Messwerte im Übergangsbereich von Pro-  
be 8 und Probe 10).

Die Zunahme der übertragenen Wärmestromdichte bzw. die Kurvenverläufe mit größerer Steigung  
werden bei Probe 8 und 10 im Vergleich zu Probe 6 ohne radiale Halbisolierung im Bereich des voll  
ausgebildeten Blasensiedens in Anlehnung an die Ergebnisse der Untersuchungen in Abschnitt 7.1.2  
darauf zurückgeführt, dass bei diesen Proben:

- 1) geringere Strömungsdruckverluste sowohl für die austretenden Blasen als auch das nach-  
strömende Arbeitsmittel entlang des Faserstrukturzylinder vorliegen (vgl.  $d_{\text{FSZ}}$ -Werte),
- 2) das Verhältniss aus gefluteter Mantelfläche eines einzelnen Faserstrukturzylinders und sei-  
nem Volumen  $A_{\text{MEFSZ}}/V_{\text{MEFSZ}}$  größer ist – dieses liegt bei Probe 8 mit einem Wert von 0,8  
und bei Probe 10 mit einem Wert von 0,4 um den Faktor 8 bzw. 4 über dem von Probe 6  
ohne radiale Halbisolierung und
- 3) eine Bündelung des zugeführten Wärmestroms an den Kontaktstellen zwischen den einzel-  
nen Faserzylindern und dem Grundträger der Probe vorliegt (vgl.  $A_{\text{KFSZGT}}/A_{\text{Basis}}$ -  
Verhältnisse). Die zuvor erwähnte möglicherweise etwas schlechtere Anbindung zwischen  
den Faserstrukturzylindern und dem Grundträger der Proben wäre in diesem Zusammen-  
hang nicht nachteilig, da hierdurch zusätzliche Blasenkeimstellen entstehen können (vgl.  
u. a. die Ergebnisse von Zaripov et al. [209] zum Einfluss des Kontaktwiderstands zwischen  
der Faserstruktur und dem Grundträger in Abschnitt 3.4.5).

Das in Abbildung 7.19 gezeigte Ergebnis der Korrelation von Choon et al. [27] für den Bereich des  
ausgebildeten Blasensiedens liegt deutlich weiter links vom Messergebnis der Probe 6 ohne radiale



Halbisolierung, d. h. die Ergebnisse werden zu gut vorhergesagt. Neben der Verschiebung des Bereichs des Blasensiedens um ca. 4,5 K (bei einer Wärmestromdichte von ca. 20 kW/m<sup>2</sup>) ist die Kurvensteigung nach der Korrelation etwas größer und ähnelt eher derjenigen von Probe 8 und Probe 10. Mögliche Gründe für diese Differenzen könnten die geringfügigen Differenzen im Gültigkeitsbereich sein. Dieser wird von Choon et al. [27] für den Druckbereich von 18 bis 100 mbar angegeben. Welcher Druck hier anzunehmen ist, wurde nicht spezifiziert. Betrachtet man die Ergebnisse der Systemdruckvariationen bei einer Wärmestromdichte von ca. 20 kW/m<sup>2</sup> in Unterkapitel 7.2, ist ebenfalls eine Verschiebung des Kurvenverlaufs um etwa 3 K bei dem hohen Systemdruck von 15 mbar im Vergleich zu dem niedrigen Systemdruck von 9 mbar zu erkennen (vgl. Abbildung 7.5). Auf der anderen Seite wurden die Versuche von Choon et al. [27] an einem hochporösen Kupferschwamm mit einer Porosität von 0,95 durchgeführt. Dies ist eine um 35 % größere Porosität als sie bei Probe 6 vorliegt. Ein positiver Effekt auf die Übertragungsleistung bei der Zunahme der Porosität ging aus den Ergebnissen in Abschnitt 7.1.1 hervor (vgl. Abbildung 7.2).

Neben diesen möglichen Ursachen für die unterschiedlichen Kurvenverläufe scheinen speziell in diesem Fall die Kenntnis der exakten Lage der Strukturflutung und vor allem die Ausprägung der Mikrozonen sehr wichtig zu sein. Der quaderförmige Kupferschwamm bei den Untersuchungen von Choon et al. [27] war mit einer Länge und Breite der Grundfläche von 52 mm etwas breiter und mit einer Höhe von 32 mm deutlich höher als die hier untersuchten Faserstrukturen. Möglicherweise lag bei ihren Ergebnissen eine ähnliche Ausprägung der Mikrozonen vor wie dies bei den Versuchen von Probe 6 mit radialer Halbisolierung der Fall war (vgl. speziell die Interpretation von Abbildung 7.16 in Abschnitt 7.4.1). Der maßgebliche Effekt auf die Initiierung des Blasensiedens ging anhand des Versuchsergebnisses von Probe 6 mit radialer Halbisolierung hervor. Zwar stellte sich hier die radiale Halbisolierung im Bereich des ausgeprägten Blasensiedens nachteilig dar (vgl. die deutlich geringere Kurvensteigung im Vergleich zu dem Ergebnis von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung in Abbildung 7.18), doch wurde die Initiierung des Blasensiedens bereits bei Übertemperaturen von 3 K erreicht. Die Initiierung des Blasensiedens liegt nach Abbildung 7.19 damit im Bereich der Ergebnisse der Korrelation von Choon et al. [27]. Außerdem bestand der Kupferschwamm bei den Untersuchungen von Choon et al. [27] scheinbar aus reinem Kupfer, dessen Wärmeleitfähigkeit mit  $\lambda_{\text{Cu-ETP}} = 394 \text{ W/(K m)}$  deutlich höher als diejenige des hier untersuchten niedriglegierten Kupfers als Faserstrukturmaterial mit  $\lambda_{\text{K88}} = 320 \text{ W/(K m)}$  ist. Die Anpassung des Ergebnisses an das Ergebnis von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung wäre durch die Veränderung der Konstante  $C_{\text{sf}}$  – zur Berücksichtigung der Paarung Fluid/Oberflächenwerkstoff und der Oberflächenbeschaffenheit – von  $C_{\text{sf}} = 0,0132$  auf einen Wert von  $C_{\text{sf}} = 0,031$  zwar möglich, doch liegt dieser Zahlenwert unrealistisch weit entfernt (vgl. z. B. die Übersicht zu Zahlenwertangaben in Carey [22]). Anfragen beim Autor bzgl. des konkreten Füllniveaus sowie die Frage, wie das Verhältnis bzw. der Quotient aus der gesamten mit dem Arbeitsmittel in Kontakt stehenden äußeren Wärmeübertragungsfläche  $A_A$  und der Basisfläche des Grundträgers  $A_{\text{Basis}}$  bestimmt wurde, blieben unbeantwortet. Eine Bewertung dadurch hervorgerufener Effekte ist folglich nicht möglich.

Betrachtet man die in Abbildung 7.19 gezeigten Ergebnisse unter Berücksichtigung des verwendeten Fasermaterials, liefert Probe 8 bis zu einer Übertemperatur von 4 K das beste Ergebnis, gefolgt von dem der Probe 10 und Probe 6. So ist die Faseroberfläche bei Probe 6 ohne radiale Halbisolierung um den Faktor von etwa 3,5 größer als bei Probe 8 (vgl. die entsprechenden  $A_A/A_{\text{Basis}}$ -Verhältnisse in Tabelle 5.3), die Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte liegt in diesem Bereich jedoch „nur“ um den Faktor 2,3 darüber. Die Oberflächenvergrößerung ist bei Probe 10 im Vergleich zu Probe 8 um Faktor 1,3 größer und die übertragene Wärmestromdichte liegt entsprechend in diesem Bereich um Faktor 1,2 höher. Ab einer Übertemperatur von 5 K wird hingegen im

---

Hinblick auf den optimalen Materialeinsatz stets das beste Ergebnis für Probe 10 erzielt. Schließt man bei dieser Betrachtung sämtliche Messergebnisse aus den vorangehenden Unterkapiteln ein, wird im primär relevanten Bereich dieser Arbeit von Übertemperaturen  $\leq 7$  K das insgesamt beste Ergebnis für Probe 1\* während des Siedefalls der Kapillarfütterung erzielt. Dies ist der Fall, obwohl die Oberfläche des Faserstrukturzylinders während des Versuchs mit einem dünnen Arbeitsmittelfilm bedeckt war und sich das tatsächliche Potenzial ausschließlich aus den Ergebnissen des „Auskochversuchs“ und dem Berechnungsergebnis der Korrelation errahnen lässt (vgl. Abbildung 7.15).

Festzuhalten ist, dass die Vergrößerung der Mikrozonflächen im teilgefluteten Fall der Faserstrukturen im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7$  K auf Basis der vorliegenden Messergebnisse keine Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte im Vergleich zu dem Fall der Kapillarfütterung bewirkt. Die größeren radialen Wärmeverluste am Faserstrukturzylinder bzw. den Faserstrukturzylindern werden als Grund dafür angesehen. Dass bei einer weiteren Reduzierung des Füllniveaus – was zur Erzeugung stationärer Messergebnisse mit dem vorliegenden Probenaufbau nicht möglich ist – jedoch ein anderes Ergebnis erzielt wird, kann nicht ausgeschlossen werden. Um dies zu überprüfen, sollten daher in weiteren Versuchen „Auskochversuche“ durchgeführt werden, wie dies bereits anhand von Probe 1\* erfolgte (vgl. Ergebnisse in Abbildung 7.15). Unabhängig davon liegen sämtliche der hier gezeigten Messergebnisse des teilgefluteten Falls im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7$  K dennoch oberhalb derjenigen der vollständigen Flutung, sodass sich im Vergleich zu diesem Siedefall eine Steigerung der Übertragungsleistung erzielen lässt.

Abschließend sei ferner anzumerken, dass die Faserausrichtung der angefertigten Proben das Auskühlen der Faserstrukturzylinder entlang der radialen Mantelfläche begünstigt. Die effektive Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{eff}}$  ist entlang dieser Richtung um etwa Faktor 2 größer als in axialer Richtung (vgl. die Ergebnisse der Untersuchungen von Andersen et al. [8] in Abbildung 3.3 des Abschnitts 3.2.2). Das Aufbringen der Metallfasern entgegen dem typischen Einbau in Heat Pipes wäre in diesem Kontext, jedoch auch im Hinblick auf die Reduzierung des thermischen Widerstands in axialer Richtung, vorteilhaft. Eine mögliche Veränderung der Mikrozonenausbildung aufgrund der veränderten Oberflächentopographie, d. h. infolge der Schnittkante (vgl. rechte Bilder in Tabelle 5.4) wäre dabei allerdings zu berücksichtigen.

---

## 7.5 Untersuchungen zur Keimbildungshysterese

---

Wie die Ergebnisse der vorangehenden Abschnitte gezeigt haben, ist es durch den Einsatz von Metallfaserstrukturen prinzipiell denkbar, den Bereich des Blasensiedens in Verdampfern von Ab- oder Adsorptionskältemaschinen zu erschließen (vgl. Unterkapitel 7.1 bis 7.4). Während das Auftreten von Typ-I, Typ-II und Typ-III Hysteresen bei den geringen am Verdampfer anliegenden Übertemperaturen kleiner oder gleich 7 K in Anbetracht der Messergebnisse ausgeschlossen wird, ist die Kenntnis über das mögliche Auftreten einer Keimbildungshysterese – im Übergangsbereich zwischen konvektivem Sieden und Blasensieden – von Interesse (vgl. Abschnitt 3.4.2). Dieser Siedeverzug ist als kritischer Schwellenwert bei der Auslegung des Wärmeübertragers zu berücksichtigen, da sich der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_m$  in diesem Bereich schlagartig deutlich ändern kann, wie aus Untersuchungen von Wójcik und Poniewski [204] (Elektronik-Bauteilkühlung) hervorgeht.

Zur Analyse des möglichen Auftretens einer Keimbildungshysterese wurde jeweils ein Versuch anhand von Probe 4 und Probe 9 bei mittlerem bzw. niedrigem Füllniveau durchgeführt. Dabei wurden die Messwerte zunächst mit fallender Leistungszufuhr aufgezeichnet, bis der Bereich des konvektiven Siedens erreicht war. Die Kenntnis des Übergangsbereichs aus den vorangehenden Versuchen wurde hierbei genutzt, um diesen in etwas feineren Schritten der Leistungszufuhr abzutasten.

Anschließend wurde die Leistungszufuhr ausgeschaltet und abgewartet, bis die Probe vollständig abgekühlt war. Dies war bei beiden Versuchen in etwa nach 2 Stunden und 45 Minuten der Fall. Parallel dazu wurde am Kondensator nachevakuiert, um den Abkühleffekt zu beschleunigen. Durch das Nachevakuiert wurde darüber hinaus erreicht, dass die Probentemperatur unter die zum Ziel-druck des Versuchs von 13 mbar gehörende Sättigungstemperatur gefallen ist. Hierdurch sollte si-  
 chergestellt werden, dass auch mögliche Rest-Siedekeime vollständig kondensieren. Nun wurde der  
 Übergangsbereich mit steigender Leistungszufuhr nachgemessen. Als erster Ausgangspunkt diente  
 dabei der letzte aufgezeichnete Messwert im Bereich des konvektiven Siedens, der mit fallender  
 Leistungszufuhr aufgezeichneten Messergebnisse.

Abbildung 7.21 und Abbildung 7.22 zeigen die Messergebnisse für den Übergangsbereich.

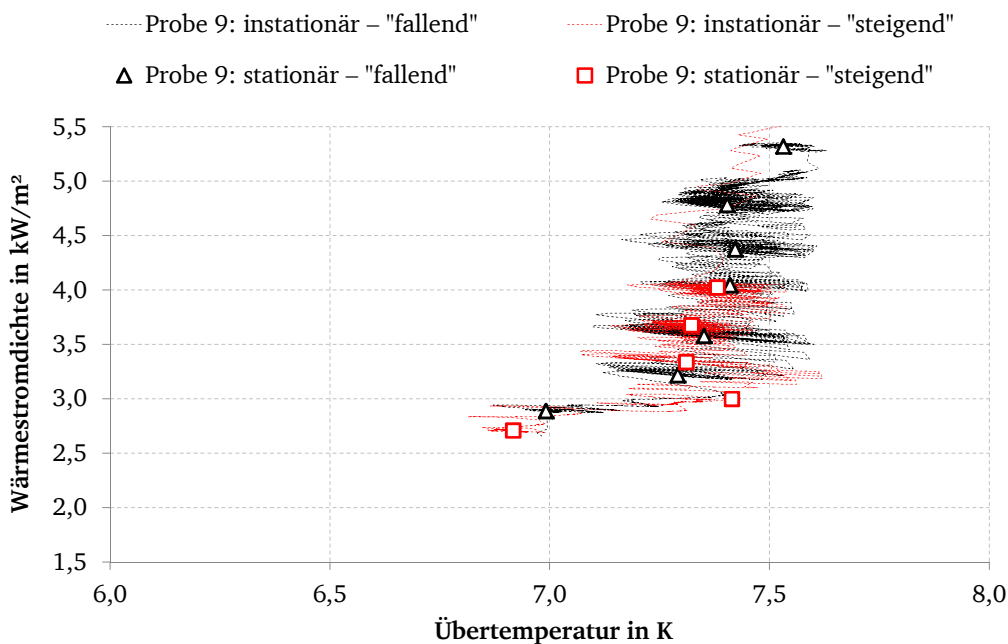


Abbildung 7.21: Untersuchungen zur Keimbildungshysterese anhand von Probe 9.

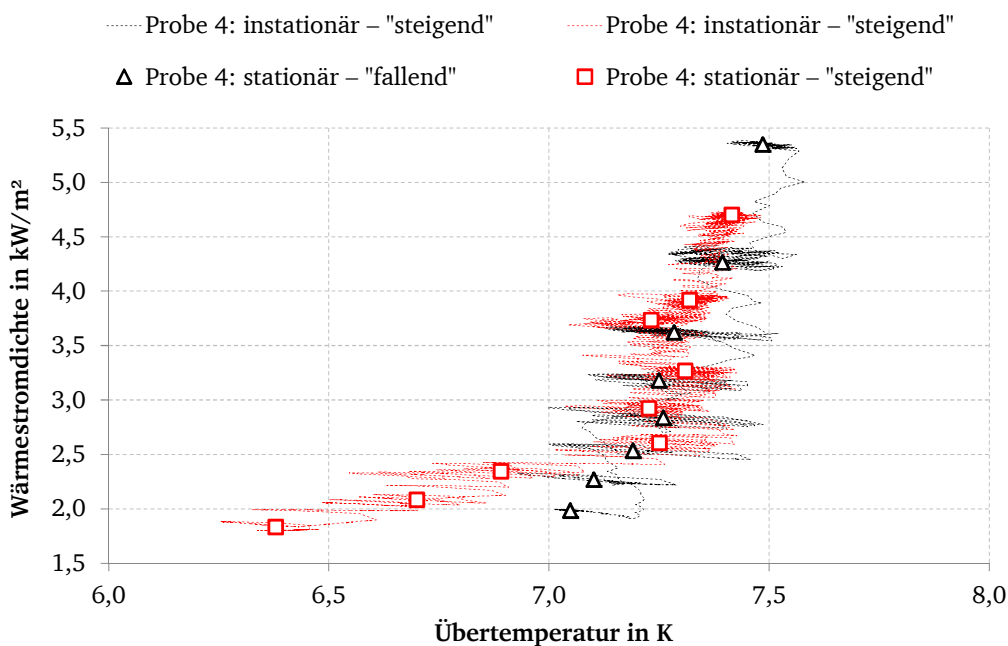


Abbildung 7.22: Untersuchungen zur Keimbildungshysterese anhand von Probe 4.

---

Dabei stellen die schwarzen Messwerte jeweils die bei fallender und die roten Messwerte die darauf folgend bei steigender Leistungszufuhr aufgezeichneten Messergebnisse dar. Neben diesen stationären Messwerten sind zusätzlich die instationären Messwerte in den entsprechenden Farben eingezeichnet (vgl. Strichlinien-Verläufe), um die Streuung der Messwerte um die gebildeten Mittelwerte aufzuzeigen. Die Streuungen entstehen sowohl durch die Bildung von Einzelblasen als auch durch das Einregeln des Systemdrucks. Ferner dienen die instationären Messergebnisse der Überprüfung, ob während dieser Untersuchung mögliche signifikante Ausreißer vorliegen – was in diesem Fall nicht gegeben ist.

Wie sich anhand beider Messergebnisse erkennen lässt, liegen – entsprechend der qualitativen Darstellung in Abbildung 3.9 zur Verdeutlichung der Keimbildungshysterese – keine nennenswerten Differenzen zwischen den bei fallender und steigender Leistungszufuhr aufgezeichneten Messergebnissen vor. An die Messunsicherheit der Wärmestromdichte mit  $\pm 14\%$  des Messwerts und der Übertemperatur mit einem Wert von  $\pm 0,53\text{ K}$  sei in diesem Zusammenhang erinnert.

Die stärkere Differenz der unteren drei stationären Messwerte von Probe 4 (vgl. rote Quadrate und schwarze Dreiecke in Abbildung 7.22) könnte darauf zurückgeführt werden, dass in diesem Messbereich ein leichter Unterkühlungseffekt vorlag – da vermutlich nicht lange genug bis zum Erreichen stationärer Messbedingungen abgewartet wurde. Während die zuvor beschriebene Nachevakuiertung zur Abkühlung der Proben unterhalb der Sättigungstemperatur bei der zuerst untersuchten Probe 9 „nur“ über einen Zeitraum von einer halben Stunde durchgeführt wurde, erfolgte dies bei Probe 4 insgesamt für zwei Stunden. Es wurde zunächst vermutet, dass die Zeit bzw. die erreichte Abkühlung der Proben- und Arbeitsmitteltemperatur zur Eliminierung der Keimstellen eventuell nicht ausgereicht hatte. Daher wurde beim zweiten Versuch vorsichtshalber deutlich länger nachevakuiert. Hierdurch könnten der Siedebehälter, das Arbeitsmittel und die Probenisolierung, jedoch auch die Vakuumkammer selbst – aufgrund ihrer thermischen Masse – einen zusätzlichen Temperaturgradienten bzw. stärkere Wärmeverluste an das Arbeitsmittelbad hervorgerufen haben (vgl. Abbildung 5.3). Als Konsequenz sind die Messwerte in diesem Bereich etwas, d. h. um maximal  $0,75\text{ K}$ , nach links verschoben. Unabhängig davon ist auch hier kein Siedeverzug zu erkennen.

Aufgrund dieser Ergebnisse wird davon ausgegangen, dass bei der Verwendung von Metallfaserstrukturen in diesem Siededruckbereich keine Keimstellenhysteresen zu erwarten sind. Das Wachstum und das Ablösen der Blasen scheinen primär durch das im Vergleich zu den Keimstellen deutlich „größere“ Faserstrukturskelett dominiert. Diese Ergebnisse decken sich mit denen von Pal und Joshi [117], bei denen weder anhand einer Glattprobe noch auf porösen Schichten (verschieden hoch aufgesteckte Schichten) Keimstellenhysteresen beobachtet wurden. Auf die abweichenden Ergebnisse von Raben et al. [133] an Glattproben und Aussagen von Poniewski [126] speziell zu kapillar porösen Strukturen sei verwiesen (vgl. Abschnitt 3.4.2).

---

## 7.6 Einfluss des Oxidationsgrads

---

Im Anschluss an die Durchführung sämtlicher Versuche wurde dem Einfluss von zwei unterschiedlichen Oxidationsgraden der Faserstrukturen bzw. u. a. von frei gelegten Glattflächen auf das Messergebnis nachgegangen. Dies war vor allem von Interesse, da das im SorCool-Abschlussbericht gezeigte Ergebnis (vgl. Abschnitt 3.2.4 in [200]) Voruntersuchungen mit veränderten Versuchsbedingungen entstammte und im Laufe der zunehmenden Messerfahrungen skeptisch betrachtet wurde.

Hierzu wurden die Messergebnisse von Probe 9 und Probe 4 bei dem untersuchten Systemdruck von  $13\text{ mbar}$  nach mehrmonatiger Probenlagerung unter Stickstoffatmosphäre zunächst erneut aufgezeichnet. Der Zeitraum der Probenlagerung betrug  $13\text{ Monate}$  bei Probe 9 und  $16\text{ Monate}$  bei



Probe 4. Anschließend wurden die Faserstrukturen bzw. frei gelegten Glattflächen auf den Proben entoxidiert und unmittelbar darauf erneut vermessen.

Die Entoxidierung wurde in den folgenden Schritten durchgeführt:

- 1) Entfetten der Faserstrukturen bzw. Glattflächen in Isopropanol (5 Min. im Ultraschallbad)
- 2) Entoxidierung in 5 %-iger Schwefelsäure (75 Min. im Ultraschallbad)
- 3) Reinigung in Isopropanol (15 Min. im Ultraschallbad)
- 4) Reinigung mit deionisiertem Wasser (3 x Frischwasser für jeweils 10 Min. im Ultraschallbad)

Abbildung 7.23 zeigt jeweils ein Bild vor (links) und nach (rechts) der Entoxidierung.



Abbildung 7.23: Probe 9 (oben) und Probe 4 (unten) vor (links) und nach (rechts) der Entoxidierung.

Demnach lässt sich in beiden Fällen eine deutliche Aufhellung der Faserstrukturen sowie bei Probe 9 ebenfalls der Glattfläche erkennen. Dunkle Bereiche bleiben trotz der langen Entoxidierungszeit dennoch bestehen. Dies deckt sich mit den Aussagen des Herstellers Wieland-Werke AG zu dem niedriglegierten Kupfer als Faserstrukturmaterial (Wieland-K88). Danach seien die Oxide, die Legierungselemente bilden, sehr stabil und ließen sich nur durch abrasives Bürsten vollständig entfernen. Auch eine vorangehende Testoxidierung anhand einer Faserstruktur aus Elektrolytkupfer mit der selben Schwefelsäurekonzentration bekräftigt dies. Hierbei wurde bereits nach einer Verweilzeit



von fünf Minuten eine vollständig blanke bzw. helle Oberfläche zum Vorschein gebracht. Außerdem war das Schwefelsäurebad im Anschluss daran vollständig dunkelrot verfärbt. Bei den Proben 9 und 4 blieb das Schwefelsäurebad hingegen klar, selbst über den deutlich längeren Zeitraum von insgesamt jeweils 75 Minuten. In Kombination mit den Ergebnissen der Reproduzierbarkeitsmessungen (vgl. Abbildung A.4.13 und Abbildung A.4.14 im Anhang A.4.6) lässt sich anhand dessen bereits eine gute „Oberflächenbeständigkeit“ erahnen.

In Abbildung 7.24 und Abbildung 7.25 sind die Versuchsergebnisse von Probe 9 und Probe 4 gezeigt.

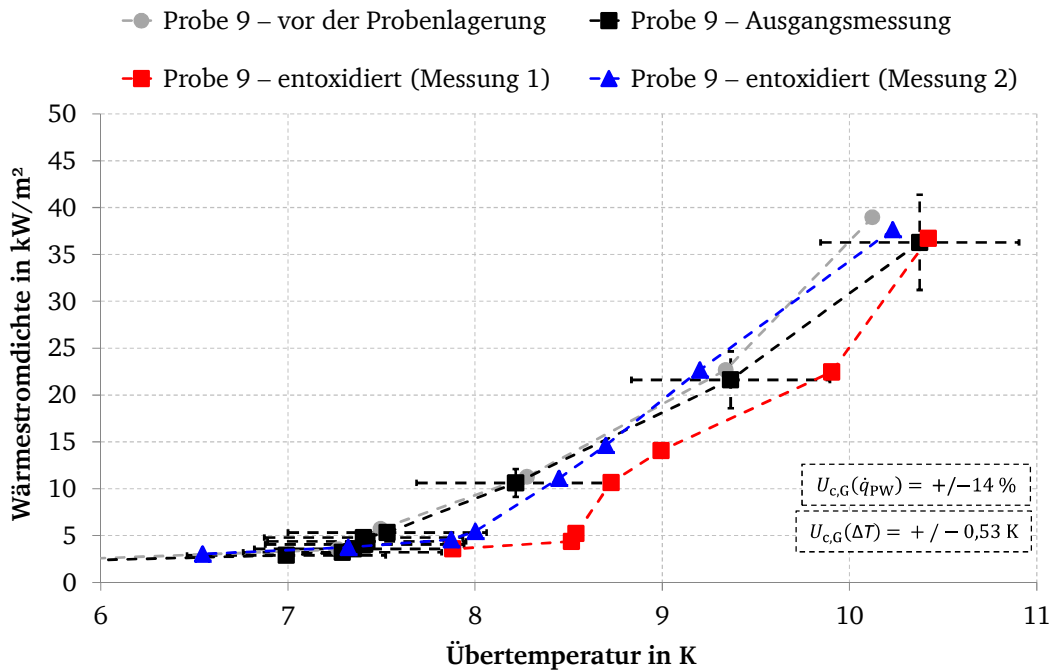


Abbildung 7.24: Einfluss des Oxidationsgrads auf die Messergebnisse anhand von Probe 9 bei niedrigem Füllniveau.

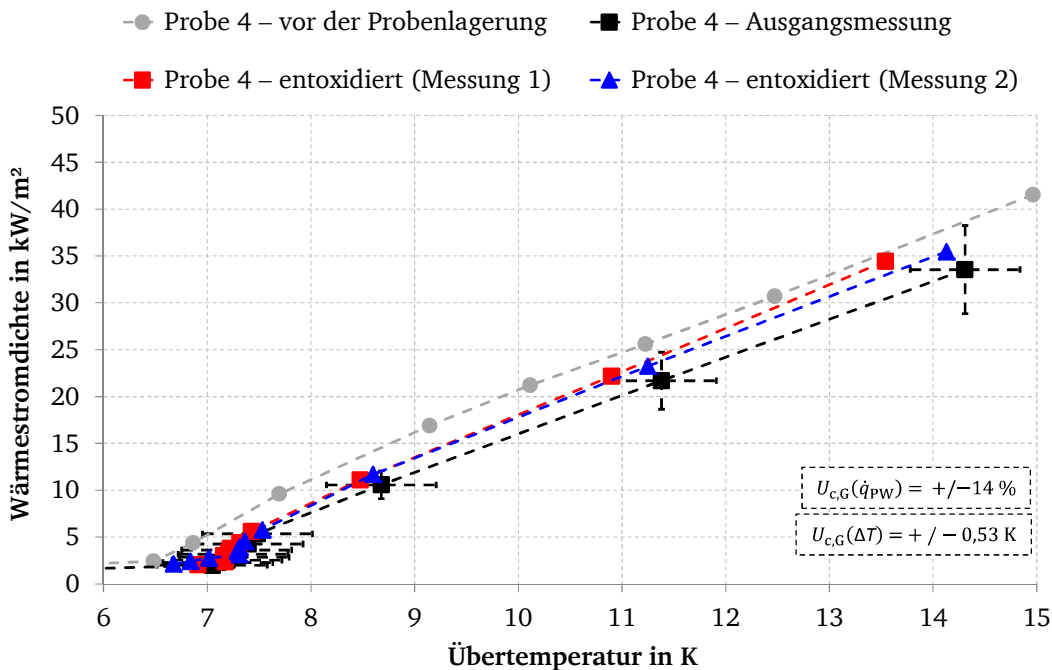


Abbildung 7.25: Einfluss des Oxidationsgrads auf die Messergebnisse anhand von Probe 4 bei mittlerem Füllniveau.

---

Hier stellen die grau markierten Ergebnisse jeweils das letzte Messergebnis vor der mehrmonatigen Lagerung und die schwarz markierten Ergebnisse die der darauf folgenden Ausgangsmessung dar. Die rot markierten Ergebnisse repräsentieren das erste Messergebnis unmittelbar nach der Entoxidierung und die blau markierten Ergebnisse einen darauf folgenden Durchlauf. Die Fehlerbalken der Messunsicherheiten sind an den Ausgangsmessungen eingetragen. Bei den Ausgangsmessungen wurden die Proben direkt aus den Bechergläsern – in denen sie stets zwischen den Versuchen und auch über die längere Zeitperiode gelagert wurden – entnommen (vgl. Unterkapitel 5.4). Nach der Entoxidierung wurden sie hingegen direkt eingebaut und im Aufbau durch die Evakuierung der Vakuumkammer getrocknet. Die Proben wurden dabei ferner nicht aufgeheizt, um in Summe die Oxidation bis zum eigentlichen Versuch möglichst gering zu halten. Bei den darauf folgenden Versuchen, d. h. „entoxidiert (Messung 2)“, wurden die Proben abweichend zu dem typischen Vorgehen nicht im Ofen getrocknet. Dieser stand zu diesem Zeitpunkt nicht zur Verfügung. Nach einer kurzen Trocknungsphase auf Papier-Reinigungstüchern wurden die Proben mit einem Restfeuchtegehalt im Becherglas für ca. 24 Stunden aufbewahrt, bevor sie direkt erneut eingebaut und vermessen wurden.

Wie die Messergebnisse beider Proben zeigen, liegt für die aus Abbildung 7.23 hervorgehenden Oxidationsgraddifferenzen ein eher geringer Einfluss im Bereich des Blasensiedens vor. Unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten sind bei den Ergebnissen von Probe 9 ausschließlich eindeutige Differenzen unmittelbar nach der Initiierung des Blasensiedens bemerkbar. Bei größeren Übertemperaturen liegen sie an der Messunsicherheitsgrenze (vgl. Abbildung 7.24). Mit Ausnahme des Ergebnisses vor der Probenlagerung zeigen die Ergebnisse von Probe 4 ausschließlich Differenzen bei Übertemperaturen oberhalb von 11 K (vgl. Abbildung 7.25).

Die Interpretation dieser Messergebnisse erweist sich als schwierig, da zum einen unklar ist, welcher statische Benetzungswinkel  $\theta_S$  vor und nach der Entoxidierung tatsächlich zugrunde zu legen ist und zum anderen der Einfluss des Benetzungsverhaltens auf das Messergebnis bzw. den Siedekennlinienverlauf – selbst auf Glattproben – derzeit nicht vollständig geklärt zu sein scheint (vgl. Abschnitt 0). So wurden die Faserstrukturen vor den Versuchen zwar gezielt voroxidiert, um ihr Benetzungsverhalten entsprechend den Angaben in der Literatur zu verbessern, doch ist unklar, welcher Effekt davon ausgehend durch die hier durchgeführte Entoxidierung tatsächlich bewirkt wird.

Untersuchungen von Schackert [140] – die im Rahmen der vorliegenden Arbeit zur Bestimmung des statischen Benetzungswinkels von Wasser u. a. auf einem polierten Blech aus dem Fasermaterial Wieland-K88 in Abhängigkeit des Oxidationsgrads der Oberfläche durchgeführt wurden – hatten gezeigt, dass, abweichend zu den Erkenntnissen aus der Literatur, ein besseres Benetzungsverhalten im entoxidierten Zustand der Proben vorlag. So wurde der geringste statische Benetzungswinkel mit einem Wert von  $\theta_S = 47^\circ$  auf der unmittelbar polierten und für drei Minuten in 5 %-iger Schwefelsäure entoxidierten Probe gemessen. Der größte Benetzungswinkel mit einem Wert von  $\theta_S = 118^\circ$  ergab sich nach einer Oxidationszeit von insgesamt ca. 146 Stunden. Ferner ging aus zwei Reproduzierbarkeitsmessungen – bei denen die Probe ausgehend vom oxidierten Zustand ebenfalls für drei Minuten in 5 %-iger Schwefelsäure entoxidiert wurde – hervor, dass  $\theta_S$  unmittelbar nach der Entoxidierung mit Messwerten von jeweils knapp unterhalb von  $\theta_S = 90^\circ$  noch im hydrophilen Bereich lag. Der statische Benetzungswinkel  $\theta_S$  wurde dabei nach der Methode des liegenden Tropfens unter Umgebungsbedingungen bestimmt und die Oxidation wurde abweichend zu derjenigen der Metallfaserstrukturen (vgl. Unterkapitel 5.4) in entgastem deionisiertem Wasser bei 60 °C durchgeführt. Die Zunahme des statischen Benetzungswinkels mit der Oxidationszeit wurde schließlich auf Verunreinigungen der Oberfläche infolge organischer Stoffe aus der Umgebungsluft sowie des ver-

wendeten Versuchsaufbaus zur Oxidation der Proben zurückgeführt. Diese ließen sich nicht ausschließen, obwohl besonderes Augenmerk auf ihre Vermeidung gelegt wurde.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse und den eingangs in Unterkapitel 7.4 gezeigten Beobachtungen zum Benetzungsverhalten der Metallfasern wird davon ausgegangen, dass die sehr lange Zeitperiode der hier durchgeführten Entoxidierung ein – zumindest kurzfristig – tendenziell besseres Benetzungsverhalten der Oberflächen bewirkt.

Der unmittelbar nach der Initiierung des Blasensiedens zu erkennende negative Effekt der Entoxidierung auf das Messergebnis von Probe 9 in Abbildung 7.24, d. h. die Übertragung geringerer Wärmestromdichten bei dem Vergleich identischer Übertemperaturen, wird demzufolge der temporär besseren Benetzung der Faserstrukturen und der Glattofläche zugeschrieben und deckt sich mit den Ergebnissen von Wang und Dhir [193] anhand unterschiedlich stark oxidierten Glattoflächen aus Kupfer sowie aktuelleren Ergebnissen von Jo et al. [68] für hydrophile und hydrophobe Oberflächenbeschichtungen. Die verbesserte Benetzung hat eine Reduzierung der Blasenabreißfrequenz  $f_B$  zur Folge. Demnach stehen sich im noch zählbaren Bereich der Einzelblasenbildung (vgl. auch Unterkapitel 7.3) bei einer mittleren Wärmestromdichte von  $4,4 \text{ kW/m}^2$  die Blasenfrequenz  $f_B = 0,048 \text{ Hz}$  für die Ausgangsmessung und die Blasenfrequenz  $f_B = 0,020 \text{ Hz}$  für den entoxidierten Zustand der Faserstrukturen sowie Glattoflächen gegenüber. Bei einer mittleren Wärmestromdichte von  $5,3 \text{ kW/m}^2$  liegen die Werte entsprechend bei  $f_B = 0,089 \text{ Hz}$  bzw.  $f_B = 0,063 \text{ Hz}$ . Die Mittelwerte wurden dabei aus den Ergebnissen für einen Zeitraum von 300 Sekunden bestimmt. Folglich ist der Anteil des konvektiven Siedens mit geringerer Intensität des Wärmeübergangs bei dem Messergebnis der entoxidierten Probe 9 größer – zu Lasten der gesamten übertragenen Wärmestromdichte. Ferner haben die Beobachtungen der Messungen anhand von Probe 9 gezeigt, dass sich die Blasen stets ausschließlich am unteren Randbereich der Faserstrukturzylinder ablösen. Dies geht aus der Bildfolge in Abbildung 7.26 – bei der sich die Blase in diesem Fall vorne links ablöst – hervor. Infolge des Probenaufbaus können die Blasen bei Probe 4 hingegen ausschließlich auf der oberen Stirnfläche der Faserstruktur entweichen (vgl. Abbildung 7.11).

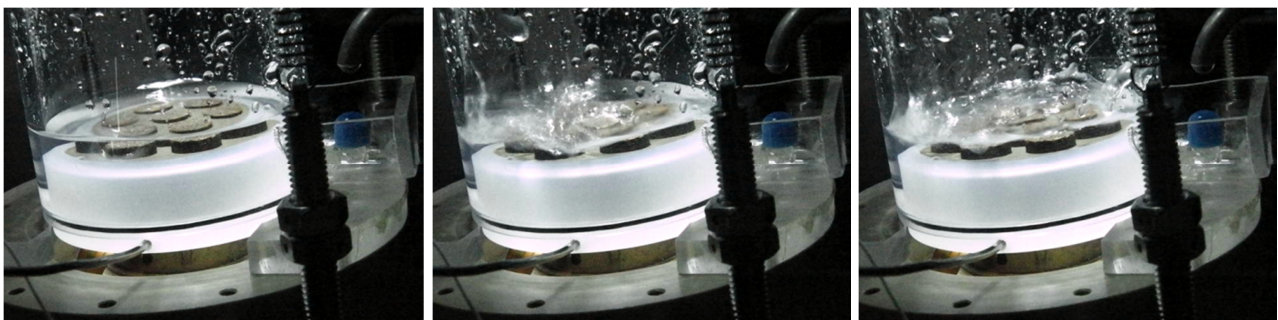


Abbildung 7.26: Bevorzugter Entstehungsort der Blasen bei Probe 9 für eine Wärmestromdichte von  $23 \text{ kW/m}^2$ . Bildfolge mit einer Zeitdifferenz von 0,1 Sekunden.

Das durch den Probenaufbau bedingte unterschiedliche Siedeverhalten ist vermutlich auch der Grund dafür, dass bei den Messergebnissen von Probe 4 im Bereich geringerer Übertemperaturen kein so deutlicher Effekt der Oxidationsgraddifferenzen zu erkennen ist (vgl. Abbildung 7.25). Unabhängig davon, ob sich der tatsächliche Blasenentstehungs- und Blasenablöseort während der Versuche anhand von Probe 9 im unteren Zentrum des Faserstrukturzylinders oder an der Verlötoungsstelle zwischen Probengrundträger und Faserstrukturzylinder (Randbereich) befindet, erscheint es plausibel, dass die mit der Entoxidierung einhergehende Verbesserung der Benetzung der Faserstrukturen und der Glattofläche bei dieser Probe eine erhebliche Rolle spielt. Während bei Probe 4 im Vergleich zu Probe 9 grundsätzlich das Aufbringen eines größeren Überdrucks in der Blase für

---

das Verlassen der Faserstruktur erforderlich ist und die Haftkräfte nach dem Erreichen dieses Überdrucks von untergeordneter Rolle sind, scheinen sie bei Probe 9 den Blasenabriss zu dominieren. Die verbesserte Benetzung der Faserstruktur könnte bei dem Versuchsergebnis „Probe 4 – entoxidiert (Messung 1)“ auch der Grund dafür sein, weshalb die übertragenen Wärmestromdichten bei Übertemperaturen oberhalb von 11 K etwas über denen der Ausgangsmessung liegen. Sie ist insofern förderlich, da sie auch das Heranziehen des Arbeitsmittels an die Heizwand nach vorherigem Blasenabriss begünstigt (vgl. Takata et al. [183]). Unklar sind in diesem Zusammenhang allerdings die Gründe für die Differenzen zwischen dem Ergebnis von Probe 4 vor und nach der Probenlagerung.

Bei beiden Proben kann nicht ausgeschlossen werden, dass es während der Probenlagerung trotz der Befüllung der Bechergläser mit Stickstoff zu einer Oxidation der Faserstrukturen bzw. bei Probe 9 auch der Glattofläche an der Umgebungsluft gekommen ist. Wäre dies der Fall, kann neben dem geringen Effekt der Entoxidierung insgesamt von einer guten Langzeitbeständigkeit der Messergebnisse bzw. guter Oxidationsbeständigkeit der Faserstrukturen gesprochen werden (vgl. sämtliche Messergebnisse in Abbildung 7.24 und Abbildung 7.25).

Das im SorCool-Abschlussbericht gezeigte Messergebnis einer analog zu Probe 9 an der Mantelfläche offenen Faserstruktur deckt sich nicht mit den hier gezeigten Ergebnissen (vgl. [200]), zumindest nicht was den Bereich des Blasensiedens betrifft. Während dort bei der Initiierung des Blasensiedens ebenfalls nahezu keine Differenz zwischen den Messergebnissen der Probe im entoxidierten und oxidierten Zustand der Faserstruktur<sup>3</sup> zu beobachten ist, sind im Bereich des Blasensiedens und der Betrachtung gleicher Übertemperaturen deutlich höhere Wärmestromdichten bei dem Messergebnis des oxidierten Zustands der Faserstruktur zu beobachten. Hier liegt die übertragene Wärmestromdichte bei der Übertemperatur von 11,5 K zum Vergleich um den Faktor 2 darüber.

Die Zunahme der Übertragungsleistung im Bereich des Blasensiedens deckt sich exakt mit dem alten und neuen Messergebnis der 9 mbar-Messung in Unterkapitel 7.2 (vgl. Abbildung 7.5) und wird daher analog dazu auf einen erhöhten Inertgasanteil im Arbeitsmittel zurückgeführt. Demnach hat das einmalige Entgasen des Arbeitsmittels innerhalb des Versuchsaufbaus nach der einundzwanzigtägigen Oxidation der Probenfaser nicht ausgereicht, um die Inertgase entsprechend auszutreiben. Bei der 9 mbar-Wiederholungsmessung in Unterkapitel 7.2, den hier vorliegenden Messergebnissen und denen des Unterkapitels 7.5 wurde das Arbeitsmittel hingegen vollständig ausgetauscht und bereits vorentgast zugeführt. Außerdem wurden die Messungen ohne Unterbrechung aufgezeichnet.

---

<sup>3</sup> Anmerkung: Diese Probe wurde vor dem Versuch ebenfalls in 5 %-iger Schwefelsäure zunächst entoxidiert, allerdings lediglich über einen Zeitraum von 5 Minuten. Auf die fehlerhafte Angabe „unoxidiert“ in Witte et al. [204] sei verwiesen, da bereits Messungen anhand dieser Probe durchgeführt wurden. Außerdem erfolgte die Oxidation dabei abweichend im Versuchsaufbau über einen Zeitraum von insgesamt 21 Tagen bei maximal möglicher Wärmezufuhr, d. h. während intensivem Blasensieden.

---

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden grundlegende Untersuchungen zum Siedeverhalten von Metallfaserstrukturen aus niedriglegiertem Kupfer (Werkstoff: Wieland-K88) in einem Systemdruckbereich zwischen 9 mbar und 15 mbar durchgeführt. Der Hintergrund ist die Steigerung des äußeren Wärmeübergangs am Verdampfer von Ab- und Adsorptionskältemaschinen, die mit dem Arbeitsmittel Wasser arbeiten. Dabei wurden primär zwei Fragestellungen bearbeitet. Zum einen sollte untersucht werden, ob sich der Bereich des Blasensiedens bei Übertemperaturen von maximal 7 K mit diesen Strukturen erreichen lässt. Zum anderen sollte geklärt werden wie sich die Wärmeübertragung unterhalb dieser „Erschließungsgrenze“ im Hinblick auf das verwendete Faserstrukturmaterial am effizientesten steigern lässt.

Zur Klärung dieser Fragestellungen wurde ein Versuchsstand an die vorliegenden Systemdrücke angepasst. Außerdem wurden ein geeignetes Siedebehälterkonzept sowie Probenkonzepte entwickelt, mit denen drei unterschiedliche Siedefälle betrachtet werden konnten. Dies waren erstens **der Fall der vollständigen Flutung**, zweitens **der Fall der Kapillarfütterung** und drittens **der Fall der Teilflutung**. Letzterer diente der Analyse des Potenzials der kapillar unterstützten Verdampfung. Die Evaluierung des Potenzials der Faserstrukturen erfolgte durch die Variation der Strukturparameter Faserdurchmesser, Porosität, Höhe des Faserstrukturzylinders sowie dessen Durchmesser. Durch die Veränderung des Durchmessers wurde eine Veränderung der Anzahl der Faserstrukturzylinder auf dem Grundträger erreicht. Mit Ausnahme einer Versuchsreihe zur Analyse des Systemdruckeinflusses erfolgten die Untersuchungen einheitlich bei einem Systemdruck von 13 mbar.

Anhand einer durch Computersimulationen und Reproduzierbarkeitsmessungen gestützten Messunsicherheitsbetrachtung konnte gezeigt werden, dass während der Versuche maximale Messunsicherheiten für die Wärmestromdichte von  $\pm 14\%$  des Messwerts und für die Übertemperatur von  $\pm 0,53\text{ K}$  zu erwarten sind. Die Messwerte bzw. Siedekennlinien wurden bis zu Wärmestromdichten von maximal  $42,5\text{ kW/m}^2$  unter stationären Messbedingungen aufgezeichnet.

Aus einer Analyse zum Einfluss der Strukturparameter während **des Siedefalls der vollständigen Flutung** ging hervor, dass es bei sämtlichen betrachteten Faserstrukturen erst oberhalb der Erschließungsgrenze zur Initiierung des Blasensiedens kommt. Auch zeigte sich im Bereich des konvektiven Siedens – trotz einer deutlichen Vergrößerung der äußeren Wärmeübertragungsfläche – keine Verbesserung der Übertragungsleistung im Vergleich zu einer Glattprobe. Im Bereich des Blasensiedens konnte hingegen eine deutliche Verbesserung durch den Einsatz der Metallfaserstrukturen erzielt werden. Hier lag die übertragene Wärmestromdichte bei einer Übertemperatur von 14,5 K beispielsweise um den Faktor 5 oberhalb des Ergebnisses der Glattprobe. Eine detaillierte Betrachtung des Einflusses der Faserstrukturparameter zeigte, dass die Zunahme der Porosität von etwa 0,6 auf 0,8 unmittelbar nach der Initiierung des Blasensiedens sowie bei höheren Übertemperaturen eine Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte bewirkt. Diese Beobachtung widerspricht den Ergebnissen aus der Literatur bei Messungen im Bereich höherer Systemdrücke. Im vorliegenden Fall wird die mit der Zunahme der Porosität einhergehende Abnahme der Strömungsdruckverluste für die austretenden Dampfblasen sowie das neu anströmende Arbeitsmittel als Grund hierfür angesehen. Die Veränderungen des Faserdurchmessers sowie der Höhe des Faserstrukturzylinders zeigten im Bereich der Einzelblasenbildung und bei mittleren Übertemperaturen hingegen weder eine Zunahme noch Abnahme der Übertragungsleistung. Während durch die Variation der Höhe des Faserstrukturzylinders auch bei hohen Übertemperaturen kein Effekt zu beobachten war, deutete die Vergrößerung des Faserdurchmessers von 102 auf 167  $\mu\text{m}$  auf eine Abnahme der Übertragungsleistung hin.



---

Aufbauend auf den vorangehenden Messergebnissen wurden Systemdruck- und Füllniveauvariationen anhand einer vielversprechenden Faserstrukturprobe durchgeführt. In diesen Messungen konnte in Übereinstimmung mit der Literatur eine Steigerung der Übertragungsleistung mit der Zunahme des Systemdrucks über den gesamten Messbereich bestätigt werden. So wurde u. a. die Initiierung des Blasensiedens bei einem Systemdruck von 15 mbar knapp oberhalb einer Übertemperatur von 6 K und bei einem Systemdruck von 9 mbar bei etwa 9,5 K erreicht. Aus der Variation des Füllniveaus ging hervor, dass geringere Füllniveaus zur Steigerung der Übertragungsleistung anzustreben sind. Die Reduzierung des Füllniveaus stellte sich ebenfalls über den gesamten Messbereich als positiv heraus. Damit einhergehend konnte die Initiierung des Blasensiedens auf eine Übertemperatur von 6 K reduziert werden. Speziell zum Trendverhalten dieses Einflussfaktors lagen unterschiedliche Literaturangaben vor.

Die Untersuchungen zum Einfluss der Anzahl der Faserstrukturzylinder zeigten, dass sich die Übertragungsleistung durch den Einsatz mehrerer einzelner an ihrer Mantelfläche offenen Faserstrukturzylinder im Bereich des Blasensiedens im Vergleich zu einem einzigen Faserstrukturzylinder signifikant steigern lässt. Hier wurde bei geringerem Materialeinsatz eine deutlich höhere Wärmestromdichte, d. h. eine Steigerung um den Faktor 3,3 bei der betrachteten Übertemperatur von 9,5 K, übertragen und das verwendete Fasermaterial folglich effizienter eingesetzt. Obwohl es während dieser Versuche in allen Fällen erst knapp oberhalb der Übertemperatur von 7 K zur Initiierung des Blasensiedens kam, zeigte sich, dass die Initiierung des Blasensiedens von der Variation der Anzahl der Faserstrukturzylinder nahezu unbeeinflusst bleibt.

Zur Bewertung der kapillar unterstützten Verdampfung wurden zwei unterschiedliche Probenaufbauten und damit Siedefälle betrachtet. Anhand der ersten Versuchsreihe, bei dem **der Siedefall** – unter Anwendung einer „radialen Halbisolierung“ – dem **der Kapillarfütterung** entspricht, wurde primär die Frage bearbeitet, ob die in der Literatur angegebene Berechnungskorrelation zur Bestimmung des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich ohne Blasenbildung zutreffende Ergebnisse liefert. Als Ergebnis konnte eine gute bis sehr gute Übereinstimmung nachgewiesen werden. Aus diesen Versuchen ging allerdings auch hervor, dass die Benetzung der Faserstrukturen einen maßgeblichen Einfluss auf ihre Übertragungsleistung und infolgedessen auf die Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen und der Berechnungskorrelation hat. Der signifikante Einfluss „der Ausprägung“ der Mikrozonengebiete bzw. der 3-Phasen-Kontaktlinien ist dabei hervorzuheben. So wurde im ausgeprägteren Fall dieser bei Übertemperaturen unterhalb von 3 K eine um etwa den Faktor 2 größere Wärmestromdichte übertragen als diese durch die Berechnungskorrelation vorhergesagt wird. Hinzu kam, dass die Initiierung des Blasensiedens damit einhergehend bereits bei einer Übertemperatur von 3 K erfolgte. Im anderen Fall hingegen bei etwa 8 K. Eine mögliche Veränderung des Ergebnisses aufgrund der Ausprägung der Mikrozonengebiete ist folglich bei der Anwendung der Berechnungskorrelation zu beachten. Unabhängig davon, wie gut das Ergebnis durch die Berechnungskorrelation wiedergegeben wird, geht aus ihr hervor, dass im Hinblick auf die Steigerung der übertragenen Wärmestromdichte und den effizienten Materialeinsatz möglichst niedrige Faserstrukturhöhen anzustreben sind.

In der zweiten Versuchsreihe zur Bewertung der kapillar unterstützten Verdampfung wurden die Faserstrukturen nach **dem Siedefall der Teilflutung** vermessen und es wurde dem Effekt der gezielten Vergrößerung des Anteils möglicher Mikrozonengebiete nachgegangen. Dies wurde zum einen dadurch erreicht, dass die Mantelflächen der Faserzylinder bei zwei Proben aus den zuvor beschriebenen Versuchen freigelegt wurden. Zum anderen wurde dies durch den Einsatz mehrerer einzelner Faserstrukturzylinder, die ebenfalls an den Mantelflächen geöffnet sind, erreicht. Aufgrund ihrer Höhe ragten die Faserstrukturen aus dem Arbeitsmittelbad heraus. Speziell für diesen

---

Siedefall lagen für Metallfaserstrukturen keine Vergleichsstudien vor. Auch scheint die Untersuchung mehrere einzelner Faserstrukturzylinder hier erstmalig durchgeführt worden zu sein. Aus beiden Versuchsreihen ging hervor, dass die Vergrößerung der Mikrozonflächen im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7\text{ K}$  keine Steigerung der Übertragungsleistung im Vergleich zum **Siedefall der Kapillarfütterung** bewirkt. Die größeren radialen Wärmeverluste an den Faserstrukturzylindern wurden in Kombination mit einer schwächeren Ausprägung der Mikrozonbereiche als maßgebliche Gründe hierfür angesehen. Obwohl sich der Einsatz mehrerer einzelner Faserstrukturzylinder im Hinblick auf den effektiven Materialeinsatz positiv darstellte und die Initiierung des Blasensiedens analog zu den Ergebnissen **des Siedefalls der vollständigen Flutung** unbeeinflusst blieb, wurden mit ihnen nicht die Ergebnisse erzielt, wie sie in diesem Kontext während **des Siedefalls der Kapillarfütterung** erreicht wurden. Unabhängig davon lagen sämtliche Ergebnisse **des Siedefalls der Teilflutung** im Bereich von Übertemperaturen  $\leq 7\text{ K}$  oberhalb derjenigen **des Siedefalls der vollständigen Flutung**, sodass sich im Vergleich zu diesem Siedefall eine Steigerung der Übertragungsleistung erzielen lässt. Auch deckten sich die Ergebnisse im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens mit denen **des Siedefalls der vollständigen Flutung**. Der einzelne geschlossene Faserzylinder wirkte hier ebenfalls eher hinderlich und der leistungssteigernde Effekt des Blasensiedens konnte sich erst durch den Einsatz mehrerer einzelner Faserstrukturzylinder entfalten.

Die Messergebnisse sämtlicher zuvor diskutierten Siedefälle wurden ferner jeweils mit bekannten Berechnungskorrelationen zur Vorhersage der Initiierung des Blasensiedens und für den Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens abgeglichen. Dabei konnte in keinem Fall eine Übereinstimmung erreicht werden. Diverse Gründe für die Abweichungen wurden diskutiert.

Neben diesen Untersuchungen konnte anhand zwei weiterer Versuchsreihen während **des Siedefalls der vollständigen Flutung** zum einen gezeigt werden, dass das Auftreten von Keimbildungshysteresen nicht zu erwarten ist. Folglich kann bei der Auslegung eines potenziellen Wärmeübertragers mit Metallfaserstrukturen auch im Übergangsbereich eine konstante Oberflächentemperatur und damit ein mittlerer Wärmeübergangskoeffizienten zugrundegelegt werden. Diesbezüglich lagen sowohl übereinstimmende als auch gegensätzliche Literaturangaben speziell zu porösen Strukturen im Bereich höherer Systemdrücke vor. Zum anderen ging aus Messungen zum Einfluss von zwei unterschiedlichen Oxidationsgraden der Faserstrukturen sowie u. a. von frei gelegten Glattflächen hervor, dass die damit einhergehende Veränderung des Benetzungsverhaltens lediglich eine geringfügige Veränderung des Messergebnisses bewirkt bzw. das Faserstrukturmaterial eine gute Oxidationsbeständigkeit besitzt. Für den potenziellen Einsatz im Verdampfer ist demnach keine Veränderung der Übertragungsleistung – auch über einen längeren Zeitraum – zu erwarten.

Wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, ist sowohl im Hinblick auf das Erreichen maximaler Wärmestromdichten sowie des optimalen Materialeinsatzes die kapillar unterstützte Verdampfung und dabei konkret **der Siedefall der Kapillarfütterung** anzustreben. Bei diesem Siedefall werden vor allem bei geringeren Übertemperaturen deutlich höhere Übertragungsleistungen und damit mittlere Wärmeübergangskoeffizienten im Vergleich **zum Siedefall der vollständigen Flutung** erzielt.

Auf Basis dieser ersten Ergebnisse sind in Zukunft durch die Anwendung von optimierten Metallfaserstrukturen speziell während **des Siedefalls der Kapillarfütterung** noch deutlich höhere Übertragungsleistungen zu erwarten. Eine weitere Steigerung ist durch die Vergrößerung des Mikrozonflächenanteil, z. B. durch das Aufbringen geringer Faserstrukturhöhen auf Finnen bzw. Rippen denkbar. In der Praxis ließe sich dies in beiden Fällen durch den Einsatz von Verdampferrohren umsetzen, bei denen der Verdampfer teilweise mit dem Arbeitsmittel geflutet ist (vgl. u. a. die Ergebnisse des SorCool-Projekts).

---

Um das tatsächliche Potential der Metallfaserstrukturen zu evaluieren, sollten weitere Untersuchungen bei geringeren Höhen des Faserstrukturzylinders durchgeführt werden. Der Fokus sollte dabei speziell auf der Analyse des Effekts der Veränderung des Benetzungsverhaltens im Bereich der Mikrozone in Abhängigkeit der Faserstrukturparameter, der Ausrichtung der Faserstruktur sowie der die Benetzung der Oberfläche beeinflussenden Faktoren liegen. Durch die Kenntnis dieser Einflussfaktoren ließen sich für **den Siedefall der Kapillarfütterung** schließlich anhand von numerischen Simulationen optimale Verdampferstrukturen ableiten.

Hinsichtlich des Blasensiedens ist das Potenzial der Metallfaserstrukturen ebenfalls noch nicht ausgeschöpft. So könnte bei Proben mit mehreren einzelnen an ihrer Mantelfläche offenen Faserstrukturzylindern das Aufbringen einer oder mehrerer im Durchmesser kleinerer radialer Halbisolierungen die Initiierung des Blasensiedens lokal herabsetzen. An den anderen offenen Faserstrukturzylindern würde der Wärmeübergang infolge der Blasendynamik dabei verbessert.

Auf Basis der vorhandenen Messdaten wäre die Erstellung einer Korrelation für Metallfaserstrukturen in diesem Druckbereich bereits denkbar, doch sollte hierfür aufgrund der vielen Einflussgrößen und Siedefälle zunächst eine größere Bandbreite an Messergebnissen erzeugt werden. Der für die Probenanfertigung herangezogene Taguchi-Plan ließe sich entsprechend erweitern.

Abschließend wird empfohlen, die Verbindungsstellen des Versuchsaufbaus (ISO-KF) durch höherwertigere zu ersetzen. Hierdurch ließe sich zur Erzeugung reiner Wasserdampfatosphärenbedingungen deutlich Zeit einsparen und die Qualität der Ergebnisse verbessern. Wie aus den Versuchen hervorging, ist das Sicherstellen reiner Wasserdampfatosphärenbedingungen aufgrund des maßgeblichen Effekts von Inertgasen auf das Messergebnis unabdingbar.

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] Abell, A. B., Willis, K. L. und Lange, D. A.: Mercury intrusion porosimetry and image analysis of cement-based materials, *Journal of Colloid and Interface Science* 211/1 (1999), S. 39-44.
- [2] Agilent Technologies Inc.: Agilent 34970A Data Acquisition/Switch Unit User's Guide, 2006.
- [3] Aivazov, M. I. und Domashnev, I. A.: Influence of Porosity on the Conductivity of Hot-Pressed Titanium Specimens, *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 7/67 (1968), S. 708-710.
- [4] Alam, M. S., Prasad, L. u. a.: Enhanced boiling of saturated water on copper coated heating tubes, *Chemical Engineering and Processing* 47/1 (2008), S. 159-167.
- [5] AMETEK Inc. Test & Calibration Instruments: AMETEK Test & Calibration Instruments. Reference Manual. Reference Temperature Calibrator. JOFRA RTC-156/RTC-157/RTC-158/RTC-250/RTC-700 A/B/C. Copyright 2010 AMETEK Denmark A/S. Seite 118-119., 2010.
- [6] AMETEK Inc. Test & Calibration Instruments: Reference Temperature Calibrator- Modell RTC-156 & RTC-157. Copyright 2010 AMETEK Denmark A/S, 2010.
- [7] Andersen, O., Kostmann, C. u. a.: Advanced Porous Structures Made from Intermetallic and Superalloy Fibres, 1st International Conference on Materials Processings for Properties and Performance (MP3), 1.-3. August, Singapore 2002.
- [8] Andersen, O., Meinert, J. u. a.: Highly heat conductive open-porous aluminium fibre based parts for advanced heat transfer applications, *Materialwissenschaft und Werkstofftechnik* 43/4 (2012), S. 328-333.
- [9] Andersen, O., Stephani, G. u. a.: Eigenschaften hochporöser Komponenten aus schmelzextrahierten Metallfasern für den Hochtemperatureinsatz, *Proceedings Werkstoffwoche 1998. Vol. VI*, Wiley-VCH (1999), S. 681-685.
- [10] Aristov, Y. I., Sapienza, A. u. a.: Reallocation of adsorption and desorption times for optimisation of cooling cycles, *International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid* 35/3 (2012), S. 525-531.
- [11] Atkins, P. W., De Paula, J. und Bär, M.: *Physikalische Chemie*, 4. Aufl., Wiley-VCH Verlag, Weinheim 2006, ISBN 9783527315468.
- [12] Auracher, H. und Buchholz, M.: Experiments on the Fundamental Mechanisms of Boiling Heat Transfer, *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering* XXVII/1 (2005), S. 1-22.
- [13] Baehr, H. D. und Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*, 6., neu bearb. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2008, ISBN 9783540876885.
- [14] Bankoff, S. G.: Ebullition from solid surfaces in the absence of a pre-existing gaseous phase, *Trans. Am. Mech. Eng.* 79 (1957), S. 735-740.
- [15] Beer, H. und Durst, F.: Mechanismen der Wärmeübertragung beim Blasensieden und ihre Simulation, *Chemie-Ing.-Techn.* 40, 1968.
- [16] Blum, J.: Stability of boiling systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39/14 (1996), S. 3021-3033.
- [17] Bohl, W.: *Technische Strömungslehre*, Vogel, Würzburg 2002, ISBN 3802318781.
- [18] Bonaccorsi, L., Freni, A. u. a.: Zeolite coated copper foams for heat pumping applications, *Microporous and Mesoporous Materials* 91/1-3 (2006), S. 7-14.
- [19] Boyes, A. P. und Ponter, A. B.: Wettability of copper and polytetrafluoroethylene surface with water – the influence of environmental conditions, *Chemie-Ing.-Techn.* 45/21 (1973), S. 1250-1256.
- [20] Braunlich, R. H.: *Heat transfer to boiling liquids under vacuum*, Massachusetts Institute of Technology 1941, Masterarbeit.
- [21] Buchholz, M.: *Lokale Mechanismen des Wärmeübergangs beim Behältersieden in allen Bereichen der Siedekennlinie*, Technische Universität Berlin 2005, Dissertation.

- 
- 
- [22] Carey, V. P.: Liquid-vapor phase-change phenomena: an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment, 2. Aufl., Taylor & Francis Inc, New York 2008, ISBN 9781591690351
- [23] Cerkvénik, B. und Ziegler, F.: The influence of periodic operation on the characteristics of adsorption devices, *Energy Conversion and Management* 47/15-16 (2006), S. 2020-2033.
- [24] Chan, M. A., Yap, C. R. und Choon, N. K.: Pool Boiling Heat Transfer of Water on Finned Surfaces at Near Vacuum Pressures, *Journal of Heat Transfer* 132/3 (2010),
- [25] Chan, M. A., Yap, C. R. und Choon, N. K.: A Correlation for Confined Nucleate Boiling Heat Transfer, *Journal of Heat Transfer* 133/7 (2011),
- [26] Chang, W. S., Wang, C. C. und Shieh, C. C.: Experimental study of a solid adsorption cooling system using flat-tube heat exchangers as adsorption bed, *Applied Thermal Engineering* 27/13 (2007), S. 2195-2199.
- [27] Choon, N. K., Chakraborty, A. u. a.: New pool boiling data for water with copper-foam metal at sub-atmospheric pressures: Experiments, and correlation, *Applied Thermal Engineering* 26/11-12 (2006), S. 1286-1290.
- [28] Choon, N. K., Yap, C. R. und Chan, M. A.: Experimental analysis of pool boiling heat transfer on extended surfaces at near vacuum pressures, *Modern Physics Letters B* 24/13 (2010), S. 1377-1380.
- [29] Cole, R.: Bubble frequencies and departure volumes at subatmospheric pressures, *AIChE Journal* 13/4 (1967), S. 779-783.
- [30] Cole, R. und Rohsenow, W.: Correlation of bubble departure diameters for boiling of saturated liquids, *Chemical Engineering Progresses Symposium Series* 65 (1968), S. 211-213.
- [31] Cole, R. und Shulman, H. L.: Bubble departure diameters at subatmospheric pressures, *Chemical Engineers Progress Symposium Series* 62 (1966), S. 6-16.
- [32] Cryder, D. S. und Finalborgo, A. C.: Heat transmission from metal surfaces to boiling liquids: effect of temperature of the liquid on the liquid film coefficient, *AIChE Journal* 33 (1937), S. 346-361.
- [33] DAkkS Deutsche Akkreditierungsstelle GmbH: Schrift DAkkS-DKD-3. Angaben der Messunsicherheit bei Kalibrierungen, [http://www.dakks.de/doc\\_kalibrier](http://www.dakks.de/doc_kalibrier), 2010.
- [34] Dawoud, B.: Gas-driven sorption heat pumps; a potential trend-setting heating technology, *IEA Heat Pump Centre Newsletter* 29/1 (2011), S. 18-22.
- [35] Dawoud, B., Vedder, U. u. a.: Non-isothermal adsorption kinetics of water vapour into a consolidated zeolite layer, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50/11-12 (2007), S. 2190-2199.
- [36] Deng, S. M. und Ma, W. B.: Experimental studies on the characteristics of an absorber using LiBr/H<sub>2</sub>O solution as working fluid, *International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid* 22/4 (1999), S. 293-301.
- [37] DIN EN 14825: Luftkonditionierer, Flüssigkeitskühlsätze und Wärmepumpen mit elektrisch angetriebenen Verdichtern zur Raumbeheizung und -kühlung – Prüfung und Leistungsbemessung unter Teillastbedingungen und Berechnung der saisonalen Arbeitszahl, Ausgabe 2012-06, DIN Deutsches Institut für Normung e. V., Normen-Download-Beuth-Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme, 2012.
- [38] DIN V ENV 13005: Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen, Ausgabe 1999-06, DIN Deutsches Institut für Normung e. V., Normen-Download-Beuth-Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme, 1999.
- [39] EAW – Energieanlagenbau Westenfeld GmbH: WEGRACAL SE 15. Technische Beschreibung, [http://www.eaw-energieanlagenbau.de/button\\_kaelte/tech\\_be\\_WEGRACAL\\_SE\\_15.pdf](http://www.eaw-energieanlagenbau.de/button_kaelte/tech_be_WEGRACAL_SE_15.pdf) (4. März 2014).
- [40] Estiot, E., Natzer, S. u. a.: Heat Exchanger Development for Compact Water/LiBr Sorption Systems, *International Sorption Heat Pump Conference (ISHPC05)*, 22.-24. Juni, Denver, USA 2005.
-



- 
- 
- [41] Estiot, E., Natzer, S. u. a.: Wärmetauscherentwicklung für kompakte Wasser/Lib-Absorptionskälteanlagen, Deutsche Kälte-Klima-Tagung, 21.-23. November, Würzburg, Deutschland 2005.
- [42] Faghri, A.: Heat Pipe Science and Technology, Taylor & Francis Group, Washington, D.C., London 1995, ISBN 9781560323839.
- [43] Feldmann, H. und Luke, A.: Nucleate Boiling in Water for Different Pressures, International Refrigeration and Air Conditioning Conference, 14.-17. Juli, Purdue, USA 2008.
- [44] Fisenko, V. V., Baranenko, V. I. u. a.: Einfluß eines gelösten Gases auf das Blasensieden und die kritischen Belastungen, Originaltext erschienen in: Kipenie i kondensacija 8 (1985), S. 23-29, Universitätsbibliothek der Universität Stuttgart, Stuttgart 2010.
- [45] Fries, N.: Capillary transport processes in porous materials, Universität Bremen 2010, Dissertation.
- [46] Fritz, W.: Berechnung des Maximalvolumens von Dampfblasen, Physikalische Zeitschrift 36 (1935), S. 379-384.
- [47] Giesche, H.: Mercury porosimetry: A general (practical) overview, Particle & Particle Systems Characterization 23/1 (2006), S. 9-19.
- [48] Goldschmidt, R.: Experimentelle Untersuchung des Einflusses von porös beschichteten Heizflächen auf vollständige Siedekennlinien von aufwärts strömendem Wasser im einseitig beheizten Rechteckkanal, Technische Universität Berlin 2004, Dissertation.
- [49] Gorenflo, D.: Zur Druckabhängigkeit des Wärmeübergangs an siedende Kältemittel bei freier Konvektion, Chemie Ingenieur Technik 40/15 (1968), S. 757-762.
- [50] Gorenflo, D.: Behältersieden (Sieden in freier Konvektion), VDI-Wärmeatlas, hrsg. von Verein Deutscher Ingenieure, 11., bearb. u. erw. Aufl., Berlin, Heidelberg 2013, S. H2 (853-875).
- [51] Gorenflo, D., Goetz, J. und Bier, K.: Proposal of a Standard Apparatus for the Measurement of Pool Boiling Heat-Transfer, Wärme und Stoffübertragung-Thermo and Fluid Dynamics 16/2 (1982), S. 69-78.
- [52] Gorenflo, D., Kotthoff, S. u. a.: Aktualisierte Wärmeatlas-Rechenmethode. Auslegung überfluteter Verdampfer, Deutsche Kälte-Klima-Tagung, 21.-23. November, Würzburg, Deutschland 2012.
- [53] Grombach, P., Haberer, K. u. a.: Handbuch der Wasserversorgungstechnik 3., völlig überarb. Aufl., Oldenbourg-Industrieverlag, München 2000, ISBN 3486263943.
- [54] Henning, H. M., Motta, M. und Mugnier, D.: Solar Cooling Handbook - A Guide to Solar Assisted Cooling and Dehumidification Processes, 3rd Completely Revised Edition, AMBRA V, Wien 2013, ISBN 9783990434383.
- [55] Henning, H. M. und Urbaneck, T.: Kühlen und Klimatisieren mit Wärme, Fraunhofer IRB Verlag, Berlin 2009, ISBN 9783816783244.
- [56] Henninger, S. K., Witte, K. T. u. a.: Technical and Economical Review of Thermally Driven Heat Pumps, 10th IEA Heat Pump Conference, 16.-19. Mai, Tokio, Japan 2011.
- [57] Henry, C. D., Kim, J. und McQuillen, J.: Dissolved gas effects on thermocapillary convection during boiling in reduced gravity environments, Heat and Mass Transfer 42/10 (2006), S. 919-928.
- [58] Herwig, H.: Wärmeübertragung A-Z. Systematische und ausführliche Erläuterungen wichtiger Größen und Konzepte, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, u. a. 2000, ISBN 3540668527.
- [59] Hoffmann, A.: Bestimmung der Verdampfungseigenschaften verschiedener Verdampferstrukturen im Niederdruckbereich, Technische Fachhochschule Berlin 2008, Diplomarbeit.
- [60] Hohl, R.: Mechanismen des Wärmeübergangs beim stationären und transienten Behältersieden im gesamten Bereich der Siedekennlinie, Technische Universität Berlin 1999, Dissertation.
- [61] Hong, K. T., Imadojemu, H. und Webb, R. L.: Effects of Oxidation and Surface-Roughness on Contact-Angle, Experimental Thermal and Fluid Science 8/4 (1994), S. 279-285.

- 
- [62] Huang, K.: Experimentelle Untersuchung des Einflusses unterschiedlicher Oberflächenstrukturen auf das Siedeverhalten von Wasser im Niederdruckbereich, Universität Paderborn 2008, Masterarbeit.
- [63] Invensor GmbH: Adsorptionskältemaschine InvenSor LTC 09, [www.invensor.com/de/pdf/Datenblatt\\_Invensor\\_LTC\\_09.pdf](http://www.invensor.com/de/pdf/Datenblatt_Invensor_LTC_09.pdf) (10. März 2014).
- [64] Isaac, M. und van Vuuren, D. P.: Modeling global residential sector energy demand for heating and air conditioning in the context of climate change, *Energy Policy* 37/2 (2009), S. 507-521.
- [65] Ivey, H. J.: Relationships between bubble frequency, departure diameter and rise velocity in nucleate boiling, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 10/8 (1967), S. 1023-1040.
- [66] Jakob, U.: Sorption Cooling – a technology review, *IEA Heat Pump Centre Newsletter* 29/4 (2011), S. 38-41.
- [67] Jensen, M. und Memmel, G.: Evaluation of bubble departure diameter correlations, 8th International Heat Transfer Conference, 17.-22. August, San Francisco, USA 1986, S. 1907-1912.
- [68] Jo, H., Ahn, H. S. u. a.: A study of nucleate boiling heat transfer on hydrophilic, hydrophobic and heterogeneous wetting surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54/25-26 (2011), S. 5643-5652.
- [69] Jousten, K., Jitschin, W. u. a.: Wutz Handbuch Vakuumtechnik, 10., überarb. u. erw. Aufl., Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden 2010, ISBN 9783834806956.
- [70] Jüntgen, H. und Schwuger, M.: Aussagekraft der Quecksilber-Porosimetrie bei der Charakterisierung poröser Stoffe, *Chemie Ingenieur Technik* 38/12 (1966), S. 1271-1278.
- [71] Kabelac, S. und Vortmeyer, D.: Strahlung technischer Oberflächen, VDI-Wärmeatlas: Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang, hrsg. von V. D. Ingenieure, 10., bearb. u. erw. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2006, S. Ka 1-Ka 11.
- [72] Kessel, W.: Grundsätze der Modellierung von Prozessen für die Auswertung, [http://www.metrodata.de/papers/model\\_de.pdf](http://www.metrodata.de/papers/model_de.pdf) (4. März 2014).
- [73] Kim, H. Y. und Kang, B. H.: Effects of hydrophilic surface treatment on evaporation heat transfer at the outside wall of horizontal tubes, *Applied Thermal Engineering* 23/4 (2003), S. 449-458.
- [74] Kim, J.: Review of nucleate pool boiling bubble heat transfer mechanisms, *International Journal of Multiphase Flow* 35/12 (2009), S. 1067-1076.
- [75] Kim, J., Huh, C. und Kim, M. H.: On the growth behavior of bubbles during saturated nucleate pool boiling at sub-atmospheric pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50/17-18 (2007), S. 3695-3699.
- [76] Klan, H. und Thess, A.: F2 Wärmeübertragung durch freie Konvektion: Außenströmung, VDI-Wärmeatlas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, S. 757-764.
- [77] Klan, H. und Thess, A.: F3 Wärmeübertragung bei freier Konvektion: Innenströmungen, VDI-Wärmeatlas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, S. 765-772.
- [78] Klein, B.: Versuchsplanung- DoE: Einführung in die Taguchi/Shainin-Methodik, 2., korrigierte und erw. Aufl., Oldenbourg-Industrieverlag, München, Wien 2007, ISBN 9783486583526.
- [79] Konev, S. V. und Mitrovic, J.: An explanation for the augmentation of heat transfer during boiling in capillary structures, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 29/1 (1986), S. 91-94.
- [80] König, A.: Der Einfluss der thermischen Heizwandeigenschaften auf den Wärmeübergang bei der Blasenverdampfung, *Wärme- und Stoffübertragung* 1, 1973.
- [81] Kopczynska, A. und Ehrenstein, G. W.: Sonderdrucke – Oberflächenspannung von Kunststoffen Messmethoden am LKT, <http://www.lkt.uni-erlangen.de/publikationen/online-aufsaeetze/oberflaechenspannungen.shtml> (10. Mai 2014).

- 
- 
- [82] Kostornov, A. G.: Capillary Transport of Low-Viscosity Liquids in Porous Metallic Materials under the Action of Gravitational Force, *Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 42/9-10 (2003), S. 447-459.
- [83] Kostornov, A. G., Fedorchenko, I. M. u. a.: Sintering of metal fiber materials, *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 11/1 (1972), S. 33-37.
- [84] Kostornov, A. G. und Galstyan, L. G.: Generalized characteristics of the porous structure of fiber solids, *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 22/7 (1983), S. 567-573.
- [85] Kostornov, A. G., Moroz, A. L. u. a.: Structural characteristics of permeable materials from metal fibers, *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 16/11 (1977), S. 844-849.
- [86] Kostornov, A. G., Shapoval, A. A. u. a.: A Study of Heat Transfer in Heat Pipe Evaporators with Metal Fiber Capillary Structures, *Journal of Enhanced Heat Transfer* 19/1 (2012), S. 43-52.
- [87] Kostornov, A. G. und Shevchuk, M. S.: Hydraulic characteristics and structure of porous metal fiber materials Part I, *Soviet Powder Metallurgy and Metal Ceramics* 12/8 (1973), S. 663-665.
- [88] Kunkelmann, C.: Numerical modeling and investigation of boiling phenomena = numerische Modellierung und Analyse von Siedephänomenen, Technische Universität Darmstadt 2011, Dissertation.
- [89] Kutateladze, S. S. und Mamontova, N. N.: Critical heat fluxes in the pool boiling of liquids at reduced pressure, *Inzhenerno-Fizicheskii Zhurnal* 12/2 (1967), S. 181-186.
- [90] Kwark, S. M., Amaya, M. u. a.: Effects of pressure, orientation, and heater size on pool boiling of water with nanocoated heaters, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53/23-24 (2010), S. 5199-5208.
- [91] Laca, P. und Wirtz, R. A.: Sub-Atmospheric Pressure Pool Boiling of Water on a Screen Laminate-Enhanced Extended Surface, 25th Annual IEEE. Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 15.-19. März, San Jose, USA 2009, S. 9-16.
- [92] Lanzerath, F.: Verdampfer in Adsorptionskälteanlagen: Potenziale und Grenzen, *Kälte – Luft – Klimatechnik* 49/3 (2013), S. 18-21.
- [93] Lanzerath, F., Steinhilber, M. und Bardow, A.: Thermisch-beschichtete Wärmeübertrager als Basis für kompakte und dynamische Verdampfer in Adsorptionskälteanlagen und -speichern Präsentation, Deutsche-Kälte-Klima Tagung, 21.-23. November, Würzburg, Deutschland 2012.
- [94] Lanzerath, F., Tebrügge, G. u. a.: Thermisch-beschichtete Wärmeübertrager zur Verdampfung von Wasser bei niedrigen Drücken, Deutsche Kälte-Klima Tagung, 16.-18. November, Aachen, Deutschland 2011.
- [95] Lausten, J.: Energy efficiency requirements in buiding codes, energy efficiency policies for new buildings, Paris 2008.
- [96] Leiner, W.: Wärmeübergang und Blasenbildung beim Behältersieden. Beeinflussung durch Heizflächeneigenschaften und durch Siedeverstärker, Ruhr-Universität Bochum 1990, Habilitation.
- [97] Lösing, K.-H.: Einfluss schlecht benetzbarer Beschichtungen von Heizflächen und aufgespannter Gewebestrukturen auf Blasenbildung und Wärmeübergang beim Behältersieden, VDI-Verlag, Düsseldorf 1986, ISBN 3181413038
- [98] Lösing, K.-H. und Leiner, W.: Verbesserung des Wärmeübergangs beim Sieden durch Auflegen schlecht benetzbarer Keimbildner auf die Übertragungsflächen, *Chemie Ingenieur Technik* 56/12 (1984), S. 942-943.
- [99] Luke, A.: Preparation, measurement and analysis of the microstructure of evaporator surfaces, *International Journal of Thermal Sciences* 45/3 (2006), S. 237-256.
- [100] Luke, A.: Interactions between bubble formation and heating surface in nucleate boiling, *Experimental Thermal and Fluid Science* 35/5 (2011), S. 753-761.
- [101] Mandavikhah, M. und Niazmand, H.: Effects of plate finned heat exchanger parameters on the adsorption chiller performance, *Applied Thermal Engineering* 50/1 (2013), S. 939-949.

- 
- 
- [102] Mandel, H.: Modellierung und Simulation des Blasensiedens an einer Keimstelle, Universität Stuttgart 2003, Dissertation.
- [103] Mantle, W. J. und Chang, W. S.: Effective Thermal Conductivity of Sintered Metal Fibers, *Journal of Thermophysics* 5/4 (1991), S. 545-549.
- [104] Marek, R.: Einfluß thermokapillarer Konvektion und inerte Gase beim Blasensieden in unterkühlter Flüssigkeit, Technische Universität München 1996, Dissertation.
- [105] McGillis, W. R., Carey, v. P. u. a.: Pool Boiling on Small Heat Dissipating Elements in Water at Subatmospheric Pressure, 1991.
- [106] McGillis, W. R., Fitch, J. S. u. a.: Pool Boiling Enhancement Techniques for Water at Low Pressure, 1990.
- [107] Mertz, R.: Beitrag zum Behältersieden von Kohlenwasserstoffen an Rohren mit hinterschnittenen Oberflächen, Universität Stuttgart 2001, Dissertation.
- [108] Mitrovic, J.: Formation of a liquid jet after detachment of a vapour bubble, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40/18 (1997), S. 4309-4317.
- [109] Mitrović, J.: Das Abreißen von Dampfblasen an festen Heizflächen, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 26/7 (1983), S. 956-963.
- [110] Mittelbach, W.: Entwicklung einer Adsorptionskältemaschine mit hoher Leistungsdichte (SORCOOL), Teilprojekt A: Kältemaschinenentwicklung auf Basis aufkristallisierter Adsorber: Abschlussbericht ; Laufzeit 01.04.2007 - 30.09.2009, S. AG, Halle 2009.
- [111] Miyazaki, T. und Akisawa, A.: The influence of heat exchanger parameters on the optimum cycle time of adsorption chillers, *Applied Thermal Engineering* 29/13 (2009), S. 2708-2717.
- [112] Neikov, O. D., Naboychenko, S. u. a.: *Handbook of Non-Ferrous Metal Powders: Technologies and Applications*, Elsevier Science, 2009, ISBN 9780080559407.
- [113] Nicholas, J. V. und White, D. R.: *Traceable Temperatures – An Introduction to Temperature Measurement and Calibration*, 2. Aufl., John Wiley & Sons, LTD, Chichester, u. a. 2001.
- [114] Nishikawa, K., Ito, T. und Tanaka, T.: Fundamental Study on the Generation of Bubble in Nucleate Boiling : Measurement of Temperature Field around a Bubble Generated from an Artificial Nucleus, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers* 42/362 (1976), S. 3258-3268.
- [115] Nukiyama, S.: The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9/12 (1966), S. 1419-1433.
- [116] Oxe, C.: Untersuchungen des Wärmeübergangs bei der Verdampfung von Wasser in Adsorptionskältemaschinen, Universität Kassel 2010, Masterarbeit.
- [117] Pal, A. und Joshi, Y.: Boiling at sub-atmospheric conditions with enhanced structures, *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronics Systems. ITherm '06*, 30. Mai - 2. Juni, San Diego, USA 2006, S. 620-629.
- [118] Pal, A. und Joshi, Y.: Boiling of water at subatmospheric conditions with enhanced structures: Effect of liquid fill volume, *Journal of Electronic Packaging* 130/1 (2008), S. 011010-011010.
- [119] Pesch, B.: *Bestimmung der Messunsicherheit nach GUM*, B. Pesch, Norderstedt 2003, ISBN 9783833010392.
- [120] Pfeifer, T.: *Fertigungsmeßtechnik*, 2., überarb. Aufl., Oldenbourg-Industrieverlag, München 2001, ISBN 9783486257120.
- [121] Phan, H. T., Caney, N. u. a.: How does surface wettability influence nucleate boiling?, *Comptes Rendus Mécanique* 337/5 (2009), S. 251-259.
- [122] Phan, H. T., Caney, N. u. a.: Surface wettability control by nanocoating: The effects on pool boiling heat transfer and nucleation mechanism, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52/23-24 (2009), S. 5459-5471.
- [123] Phan, H. T., Caney, N. u. a.: A model to predict the effect of contact angle on the bubble departure diameter during heterogeneous boiling, *International Communications in Heat and Mass Transfer* 37/8 (2010), S. 964-969.

- 
- 
- [124] Pioro, I. L., Rohsenow, W. und Doerffer, S. S.: Nucleate pool-boiling heat transfer. I: review of parametric effects of boiling surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47/23 (2004), S. 5033-5044.
- [125] Polifke, W. und Kopitz, J.: *Wärmeübertragung*, Pearson Studium, 2009, ISBN 9783827373496.
- [126] Poniewski, M. E.: Peculiarities of boiling heat transfer on capillary-porous coverings, *International Journal of Thermal Sciences* 43/5 (2004), S. 431-442.
- [127] Poniewski, M. E. und Thome, J. R.: Nucleate Boiling on Micro-Structured Surfaces, <https://www.htri.net/filedl.aspx?file=2272> (4. März 2014).
- [128] Poniewski, M. E. und Wójcik, T. M.: Experimental investigation of boiling heat transfer hysteresis on metal fibrous porous coverings, *Archives of Thermodynamics* 20/1-2 (1999), S. 93-118.
- [129] Ponter, A. B. und Yektafar, M.: The Influence of Environment on the Drop Size - Contact-Angle Relationship, *Colloid and Polymer Science* 263/8 (1985), S. 673-681.
- [130] Preisler, A.: Solares Kühlen für Büro- und Dienstleistungsgebäude, [www.wien.gv.at/stadtentwicklung/energieplanung/.../solares-kuehlen.rtf](http://www.wien.gv.at/stadtentwicklung/energieplanung/.../solares-kuehlen.rtf) (4. März 2013).
- [131] Quantachrome: Poremaster Series – Automated Mercury Porosimeters, [www.quantachrome.com/pdf\\_brochures/07128.pdf](http://www.quantachrome.com/pdf_brochures/07128.pdf) (4. März 2014).
- [132] Quantachrome Instruments: Poremaster & Poremaster GT user guide (operation manual), <http://www.icmm.csic.es/apoyo/05085%20PM%20%20PM%20GT%20Rev%20N.pdf> (10. März 2014).
- [133] Raben, I. A., Beaubouef, R. T. und Commerford, G. E.: A Study of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling of Water at Low Pressure, *Chemical Engineering Progresses Symposium Series* 61(57) (1965), S. 249-257.
- [134] Rainey, K. N. und You, S. M.: Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44/14 (2001), S. 2589-2599.
- [135] Rainey, K. N., You, S. M. und Lee, S.: Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous, square pin-finned surfaces in FC-72, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46/1 (2003), S. 23-35.
- [136] Raj, R., Kunkelmann, C. u. a.: Contact line behavior for a highly wetting fluid under superheated conditions, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55/9-10 (2012), S. 2664-2675.
- [137] Rohsenow, W. M.: *A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids*, Cambridge 1951.
- [138] Rops, C. M., Lindken, R. u. a.: Enhanced heat transfer in confined pool boiling, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30/4 (2009), S. 751-760.
- [139] Rulhière, R., Siedel, B. und Haberschill, P.: Experimental evaluation of bubble growth of water at very low pressure, *ECI 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer*, 3.-7. Juni, Lausanne, Switzerland 2012.
- [140] Schackert, S.: *Untersuchung der Oberflächenveränderung von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in deionisiertem Wasser zum Einsatz in einer Adsorptionskältemaschine*, Karlsruher Institut für Technologie (KIT) 2012, Bachelorarbeit.
- [141] Schäfer, V. und Negele, B.: *Absorptionskältemaschinen - Anwendungsbeispiele*, *Kälte – Luft – Klimatechnik* 7/8 (2008), S. 26-31.
- [142] Scheffler, F., Herrmann, R. u. a.: Preparation and properties of an electrically heatable aluminium foam/zeolite composite, *Microporous and Mesoporous Materials* 67/1 (2004), S. 53-59.
- [143] Scherr, C.: *Erste experimentelle Untersuchungen an Oberflächenstrukturen zur Optimierung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung von Wasser in Adsorptionskältemaschinen*, Universität Karlsruhe (TH) 2008, Diplomarbeit.
- [144] Schickanz, M.: *Modellierung einer Adsorptionskälteanlage*, Technische Universität Berlin 2012, Dissertation.



- 
- 
- [145] Schick Tanz, M. und Nunez, T.: Modelling of an adsorption chiller for dynamic system simulation, *International Journal of Refrigeration-Revue Internationale Du Froid* 32/4 (2009), S. 588-595.
- [146] Schnabel, L.: Experimentelle und numerische Untersuchung der Adsorptionskinetik von Wasser an Adsorbens-Metallverbundstrukturen, Technische Universität Berlin 2009, Dissertation.
- [147] Schnabel, L., Scherr, C. und Weber, C.: Water as Refrigerant – experimental evaluation of boiling characteristics at low temperatures and pressures, *International Sorption Heat Pump Conference*, 23.-26. September, Seoul, Korea 2008.
- [148] Schnabel, L. und Schmidt, F.: Water Adsorption on Adsorbent Layers varied in Thickness – Kinetics Measurements and COP Estimations, *International Sorption Heat Pump Conference*, 23.-26. September, Seoul, Korea 2008.
- [149] Schnabel, L. und Weigand, A.: Water as refrigerant – Comparison of different evaporation structures, *2nd International Conference on Solar Air Conditioning*, 18.-19. Oktober, Tarragona, Spanien 2007.
- [150] Schnabel, L., Witte, K. T. u. a.: Water as refrigerant – Evaporator development for cooling applications, *Heat Powered Cycles Conference*, 7.-9. September, Berlin, Deutschland 2009.
- [151] Schnabel, L., Witte, K. T. u. a.: Vergleich von Verdampferstrukturen für das Kältemittel Wasser, *Deutsche Kälte-Klima-Tagung*, 17.-19. November, Magdeburg, Deutschland 2010.
- [152] Schnabel, L., Witte, K. T. u. a.: Evaluation of different evaporator concepts for thermally driven sorption heat pumps and chillers, *International Sorption Heat Pump Conference (ISHPC11)*, 6.-8. April, Padua, Italien 2011.
- [153] Schossig, P., Witte, K. T. und Henninger, S. K.: Annex 34 – Thermally Driven Heat Pumps for Heating and Cooling – Aims and State of the Art, *10th IEA Heat Pump Conference*, 16.-19. Mai, Tokio, Japan 2011.
- [154] Schrader, M. E.: Wettability of clean metal surfaces, *Journal of Colloid and Interface Science* 100/2 (1984), S. 372-380.
- [155] Schrank, M. und Süßer, M.: Erstellung eines Messunsicherheitsbudgets für die kryogene Temperaturmessung, *Deutsche Kälte-Klima-Tagung*, 16.-18. November, Aachen, Deutschland 2011.
- [156] Schultz, K.: Configured surface tubes for evaporation of water, *International Sorption Heat Pump Conference*, 22.-24. Juni, Denver, USA 2005.
- [157] Schweizer, N.: Multi-scale investigation of nucleate boiling phenomena in microgravity, Technische Universität Darmstadt 2010, Dissertation.
- [158] Semena, M. G. und Gershuni, A. N.: Analysis of the capillary-transport characteristics of metal-fiber structures, *Journal of Engineering Physics* 41/1 (1981), S. 683-688.
- [159] Semena, M. G., Kostornov, A. G. u. a.: Contact angles of wicks for low-temperature heat pipes, *Journal of Engineering Physics* 28/2 (1975), S. 147-150.
- [160] Semena, M. G., Kostornov, A. G. u. a.: Skeletal thermal conductivity of fiber-metal heat-pipe wicks, *Journal of Engineering Physics* 31/4 (1976), S. 1121-1125.
- [161] Semena, M. G., Yu., K. V. u. a.: Specific Features of the Effect of Pressure on the Heat-Transfer Rate in the Boiling of Water on a Porous surface, *Plenum Publishing Corporation* (1992), S. 555-558.
- [162] Semena, M. G. und Zaripov, V. K.: Investigation of the effective thermal conductivity of metal-fiber wicks in low-temperature heat pipes, *Journal of Engineering Physics* 33/2 (1977), S. 911-916.
- [163] Semena, M. G., Zaripov, V. K. und Shapoval, A. A.: Heat-exchange intensity in boiling at surfaces with porous claddings under capillary transport conditions, *Journal of Engineering Physics* (1987), S. 427-431.
- [164] Shapoval, A. A.: Konkrete Rückfrage zur angegebenen Korrelation, 2013 (17.07.13).
- [165] Shapoval, A. A., Zaripov, V. K. und Semena, M. G.: Influence of characteristics of porous coatings on first critical heat-flux density in boiling, *Soviet Atomic Energy* 64/4 (1988), S. 364-365.

- 
- [166] Sivak, M.: Energy-demand consequences of the recent geographical shift in the metropolitan population of the US, *Cities* 26/6 (2009), S. 359-362.
- [167] Smirnov, G. F., Coba, A. L. und Afanasiev, B. A.: The Heat Transfer by Boiling in Splits, Capillaries, Wick Structures, 3rd International Heat Pipe Conference, 22.-24. Mai, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Palo Alto, USA 1978.
- [168] Smirnov, H.: *Transport Phenomena in Capillary-Porous Structures and Heat Pipes*, Taylor & Francis, Boca Raton 2010, ISBN 9781420062076.
- [169] SorTech AG: Die Wärmekaltmacher. Adsorptionskälteaggregate von SorTech nutzen überschüssige Wärme – statt Strom – für Ihre Kühlanwendung, <http://www.sortech.de/adsorptionskaelteaggregate/downloads/> (4. März 2014).
- [170] Srivastava, N. C. und Eames, I. W.: A review of adsorbents and adsorbates in solid-vapour adsorption heat pump systems, *Applied Thermal Engineering* 18/9-10 (1998), S. 707-714.
- [171] Stephan, K.: *Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden*, Springer-Verlag, Berlin, u. a. 1988, ISBN 3540180753.
- [172] Stephan, K.: H1 Entstehung von Dampfblasen, VDI-Wärmeatlas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, S. 851-852.
- [173] Stephan, K., Zhong, L. C. und Stephan, P.: Influence of Capillary-Pressure on the Evaporation of Thin Liquid-Films, *Heat and Mass Transfer* 30/6 (1995), S. 467-472.
- [174] Stephan, P.: Wärmedurchgang bei Verdampfung aus Kapillarrillen in Wärmerohren, VDI-Verl., Düsseldorf 1992, ISBN 3181459194.
- [175] Stephan, P.: Wärmerohre, VDI-Wärmeatlas: Berechnungsunterlagen für Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang, hrsg. von V. D. Ingenieure, 10., bearb. u. erw. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2006, S. MI 1-MI 11.
- [176] Stephan, P.: Microscale Phenomena in Boiling Heat Transfer – Part A) Pool Boiling – Part B) Free Surface Evaporation on Microstructured Surfaces Heat Pipes, Boiling Heat Transfer and Boiling Equipment – A Five Day International Advanced Short Course in Darmstadt, 5.-9. Oktober, hrsg. von P. Stephan, Darmstadt, Deutschland 2009.
- [177] Stephan, P.: Heat Pipes, VDI heat atlas, hrsg. von V. D. Ingenieure, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, u. a. 2010, S. 1503-1514.
- [178] Stephan, P.: B1 Wärme und verschiedene Arten der Wärmeübertragung, VDI-Wärmeatlas, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013, S. 19-22.
- [179] Stephan, P. und Hammer, J.: A new model for nucleate boiling heat-transfer, *Heat and Mass Transfer* 30/2 (1994), S. 119-125.
- [180] Stephan, P. und Kern, J.: Evaluation of heat and mass transfer phenomena in nucleate boiling, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25/2 (2004), S. 140-148.
- [181] Stephan, P., Schaber, K. u. a.: *Thermodynamik Grundlagen und technische Anwendungen Band 1: Einstoffsysteme*, 18. Aufl., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008, ISBN 9783540928942.
- [182] Styushin, N. G. und Elinzon, L. M.: Rate of heat transfer to boiling liquids at atmospheric and reduced pressures during natural convection, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 16/1 (1969), S. 39-42.
- [183] Takata, Y., Hidaka, S. u. a.: Effect of surface wettability on boiling and evaporation, *Energy* 30/2-4 (2005), S. 209-220.
- [184] Tang, H., Li, C. u. a.: Study on the Character of Porous Metal Fibers, PM2010 World Congress, 10.-14. Oktober, Florenz, Italien 2010.
- [185] Taylor, M.: *Technology Roadmap – Energy-efficient Buildings: Heating and Cooling Equipment*, Paris 2011.
- [186] Thome, J. R.: Wolverine Heat Transfer Engineering Data Book III, <http://www.wlv.com/products/thermal-management-databooks.html> (4. März 2014).
- [187] Umrath, W.: *Grundlagen der Vakuumtechnik*, L. V. GmbH, 7. Aufl., Köln 1997.
- [188] Vaillant Deutschland GmbH & Co. KG: Zeolith-Gas-Wärmepumpe zeoTHERM 10 kW – Planungsinformation zeoTHERM, 2010.

- 
- 
- [189] Vaillant Deutschland GmbH & Co. KG: Gesprächsnotiz basierend auf einem Telefonat mit den Herren Wienen, J. und Burgdorf, A. wegen konkreter Rückfrage zum Verdampfer, geführt vom Verfasser in Freiburg, 11. Oktober 2013.
- [190] VanStralen, S. J. D., Cole, R. u. a.: Bubble-growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18/5 (1975), S. 655-669.
- [191] Viessmann Werke GmbH & Co. KG: Gas-Adsorptionswärmepumpe VITOSORP 200-F, 2013.
- [192] Wagner, W. und Kretzschmar, H. J.: *International Steam Tables*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg 2008, ISBN 3540214194.
- [193] Wang, C. H. und Dhir, V. K.: Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, *Journal of Heat Transfer* 115/3 (1993), S. 659-669.
- [194] Wayner, P. C., Kao, Y. K. und Lacroix, L. V.: Interline Heat-Transfer Coefficient of an Evaporating Wetting Film, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19/5 (1976), S. 487-492.
- [195] Weber, C.: Konzeption und Aufbau eines Teststandes zur Charakterisierung des Siedeverhaltens von Wasser im Niederdruckbereich, Hochschule Bremen 2007, Diplomarbeit.
- [196] Westphal, T.: Experimenteller Vergleich zweier (Siede-) Behälterkonzepte zur Bestimmung der Siedekennlinie für das Kältemittel Wasser, Ostfalia Hochschule für angewandte Wissenschaften 2011, Bachelorarbeit.
- [197] Witte, K. T., Dammel, F. u. a.: Heat loss evaluation of an experimental set-up for predicting the initial stage of the boiling curve for water at low pressure, COMSOL Conference Stuttgart, 26.-28. Oktober, Stuttgart, Deutschland 2011.
- [198] Witte, K. T., Morgenstern, A. u. a.: Solar thermal cooling - technologies and market situation, IEA Heat Pump Centre Newsletter 29/1 (2011), S. 27-30.
- [199] Witte, K. T., Schnabel, L. u. a.: Verdampferentwicklung für den Einsatz in thermisch betriebenen Kältemaschinen, Deutsche Kälte-Klima-Tagung, 18.-20. November, Berlin, Deutschland 2009.
- [200] Witte, K. T., Schnabel, L. u. a.: Entwicklung einer Adsorptionskältemaschine mit hoher Leistungsdichte – Teilprojekt B: Verdampfer und Heat Pipes (SorCool), Hannover 2012.
- [201] Wittstadt, U., Földner, G. u. a.: Comparison of the heat transfer characteristics of two adsorption heat exchanger concepts, Heat Powered Cycles Conference, 7.-9. September, Berlin, Deutschland 2009.
- [202] Wójcik, T. M.: Experimental investigations of boiling heat transfer hysteresis on sintered, metal - Fibrous, porous structures, *Experimental Thermal and Fluid Science* 33/3 (2009), S. 397-404.
- [203] Wójcik, T. M.: Heat Transfer Enhancement and Surface Thermostabilization for Pool Boiling on Porous Structures, *Experimental Fluid Mechanics* 2011 25 (2012), S. 01100-01100.
- [204] Wójcik, T. M. und Poniewski, M. E.: Heating surface thermal stabilization for pool boiling on porous coverings, 6th European Thermal Sciences Conference (Eurotherm 2012), 4.-7. September, Poitiers, Frankreich 2012.
- [205] Xia, Z. Z., Yang, G. Z. und Wang, R. Z.: Experimental investigation of capillary-assisted evaporation on the outside surface of horizontal tubes, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51/15-16 (2008), S. 4047-4054.
- [206] Yagov, V. V., Gorodov, A. K. und Labuntsov, D. A.: Experimental study of heat transfer in the boiling of liquids at low pressures under conditions of free motion, *Journal of Engineering Physics* 18/4 (1970), S. 421-425.
- [207] Yekta-Fard, M. und Ponter, A. B.: Surface-treatment and its influence on contact angles of water drops residing on teflon and copper, *Journal of Adhesion* 18/3 (1985), S. 197-206.
- [208] You, S. M., Simon, T. W. u. a.: Effects of dissolved-gas content on pool boiling of a highly wetting fluid, *Journal of Heat Transfer* 117/3 (1995), S. 687-692.

- 
- [209] Zaripov, V. K., Semena, M. G. u. a.: Heat-transfer rate in boiling at a surface with porous coatings in conditions of free motion, *Journal of Engineering Physics* 57/2 (1989), S. 859-863.
- [210] Zhao, T. S. und Liao, Q.: On capillary-driven flow and phase-change heat transfer in a porous structure heated by a finned surface: measurements and modeling, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43/7 (2000), S. 1141-1155.
- [211] Zhu, J., Tang, H. u. a.: Fabrication and properties of Copper Fiber Porous Surface Used for Heat Transfer, *PM2010 World Congress*, 10.-14. Oktober, Florenz, Italien 2010.

---

## Abbildungsverzeichnis

---

|   |    |
|---|----|
| Abbildung 1.1: Exemplarische Bauform einer Adsorptionskältemaschine nach Hoffmann [59] (links) und gemessener Temperatur- und Druckverlauf am Verdampfer (rechts) nach Messdaten von Schicktanz und Núñez [145]. .....  | 4  |
| Abbildung 1.2: Darstellung des Fallfilm- (links) und Siedebehälterkonzepts (rechts) bei teilweise geflutetem Verdampfer. ....   | 6  |
| Abbildung 2.1: Nukiyama-Kurve. A freie Konvektion, B Blasenverdampfung, C instabile Filmverdampfung, D stabile Filmverdampfung. Nachgedruckt aus Stephan et al. [181]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1). ....  | 10 |
| Abbildung 2.2: Links: Wärmetransportmechanismen zum Blasensieden nach Leiner [96]: Rechts: Einzelblase mit Heizfläche und umgebender Flüssigkeit (oben) und Mikrozone einer haftenden Dampfblase (unten). Nachgedruckt aus Baehr und Stephan [13]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1). ....  | 16 |
| Abbildung 2.3: Gas- und Dampfeinschluss (links) und Keimstellenbenetzung (rechts) nach Stephan [176] und Carey [22]. ....   | 17 |
| Abbildung 2.4: Veränderung der 3-Phasen-Kontaktlinie als Folge der Überschreitung der kritischen Temperaturdifferenz (links), Adhäsionskraftänderung während des Wachstumsprozesses der Blase (Mitte) und schematische Darstellung des Abreißvorgangs (rechts). Nachgedruckt aus Phan et al. [121] (links und Mitte) und Mitrović [109] (rechts). Mit freundlicher Genehmigung der Urheber (vgl. Tabelle A.1). .... | 19 |
| Abbildung 2.5: Veränderung des Siedekennlinienverlaufs bei der Reduzierung des Sättigungsdampfdrucks. ....  | 25 |
| Abbildung 2.6: Gegenüberstellung von Korrelationen und Messdaten für $D_A$ von Wasser in Abhängigkeit des Wanddrucks und für den Bereich geringer Siededrucke, aufbauend auf Rullière et al. [139]. ....  | 29 |
| Abbildung 3.1: Fallunterscheidungen bei Untersuchungen an Metallfaserstrukturen nach Kostornov et al. [86]. ....  | 36 |
| Abbildung 3.2: Draufsicht (links) und Seitenansicht (rechts) von Metallfaserstrukturen. Nachgedruckt aus Semena und Zaripov [162]. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media (vgl. Tabelle A.1). ....  | 36 |
| Abbildung 3.3: Vergleich von Messwerten aus Andersen et al. [8] mit den Ergebnissen nach Mantle und Chang [103]. ....   | 39 |
| Abbildung 3.4: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Metallfaser (links) und Binärbild eines Faserschliffes nach Andersen et al. [8] für das Faserstrukturmaterial NiCr (rechts). ....   | 42 |
| Abbildung 3.5: Kapillaraszension (links) und -depression (rechts) in einer zylindrischen Kapillare. ....  | 44 |
| Abbildung 3.6: Füllniveau in einer Kapillare. Vollständige Benetzung (links) und Abfall des Füllniveaus nach Erreichen der Kapillarkraftgrenze (rechts). ....   | 48 |



|  |    |
|--|----|
| Abbildung 3.7: Gegenüberstellung möglicher maximaler Kapillardrücke und wirkender Strömungsdruckverluste. ....   | 49 |
| Abbildung 3.8: Abhängigkeit des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten von der zugeführten Wärmestromdichte für die vollständige Flutung einer Glattprobe und den Fall der Kapillarfütterung einer Metallfaserstruktur mit niedriger und hoher Porosität. Die Darstellung wurde in Anlehnung an die Bücher von Poniewski und Thome [127] sowie Smirnov [168] erstellt und wird auf Veröffentlichungen von Semena aus den Jahren 1982 und 1984 (in russischer Sprache) zurückgeführt. .... | 50 |
| Abbildung 3.9: Keimbildungshysterese an einer Glattprobe in Anlehnung an Stephan [176]. ....   | 53 |
| Abbildung 3.10: Modellvorstellungen zur Beschreibung der Dampfblasenausprägung in der Metallfaserstruktur (links) und Hystereseformen (rechts). Nachgedruckt aus Wójcik [202]. Mit freundlicher Genehmigung von Elsevier (vgl. Tabelle A.1). ....  | 54 |
| Abbildung 3.11: Gegenüberstellung unterschiedlicher Benetzungsfälle der Strukturoberfläche in Anlehnung an Smirnov [168] sowie Zhao und Liao [210]. ....   | 55 |
| Abbildung 3.12: Gegenüberstellungen der Korrelationen für Metallfaserstrukturen. ....  | 67 |
| Abbildung 3.13: Schematische Darstellung der Teilflutung nach den Untersuchungen von Choon et al. [27]. ....   | 68 |
| Abbildung 5.1: Hydraulikplan des Versuchsaufbaus. ....   | 74 |
| Abbildung 5.2: Außenansicht des Versuchsaufbaus. ....  | 77 |
| Abbildung 5.3: Siedebehälterkonzept innerhalb der Vakuumkammer (links) und Schnittdarstellung zur Beschreibung der wichtigsten Komponenten und der Arbeitsmittelzufuhr (rechts). ....  | 78 |
| Abbildung 5.4: Heizer mit Wärmestromsensor (links) und Aufbau des Heizers (rechts). ....   | 79 |
| Abbildung 5.5: Vollständiger Probenaufbau in der Grundauführung für die Versuche zum Blasensieden (links) und zur kapillar unterstützten Verdampfung (rechts). ....  | 80 |
| Abbildung 5.6: Vollständiger Probenaufbau mit den Behelfskomponenten radiale Halb-isolierung (links) und dem Aufsatz (rechts). ....  | 81 |
| Abbildung 5.7: Schmelzextraktionsprozess (links) und aufgeschüttete Einzelfasern sowie Faserstrukturen (rechts). Quelle: Interne Mitteilung durch das Fraunhofer IFAM aus Dresden. ....  | 81 |
| Abbildung 5.8: Draufsicht auf die Proben 7 und 8 (links) bzw. auf die Proben 9 und 10 (rechts)...  | 83 |
| Abbildung 5.9: Porenverteilungskurve und Eigenwerte in Abhängigkeit der Faserparameter. ....   | 86 |
| Abbildung 5.10: Ablaufschema zur Durchführung der Messungen. ....  | 88 |
| Abbildung 6.1: Auswahl stationärer Messwerte am Beispiel der Messdaten einer Glattprobenmessung bei 10 mbar. ....  | 91 |
| Abbildung 6.2: Visualisierung von Messwerten, Zielgrößen der Siedekennlinie und unbekannter Größen, die das Messergebnis beeinflussen. ....  | 92 |

|   |     |
|---|-----|
| Abbildung 7.1: Messergebnisse mit versus ohne Aufsatz für die Fälle mit und ohne Versiegelung sowie Bildausschnitte des Blasenaustritts ohne und mit Aufsatz (jeweils ohne Versiegelung). Messbedingung: 13 mbar und mittleres Füllniveau.....  | 104 |
| Abbildung 7.2: Vergleich der Strukturparameter im Hinblick auf das Blasensieden für Versuche mit und ohne Aufsatz bei 13 mbar und mittlerem Füllniveau. Der Ringspalt zwischen Faserstruktur und Probenisolierung ist in allen Fällen versiegelt. Demnach sind die Blasensiede-Korrelationen von Semena et al. [161] und Kostornov et al. [86] außerhalb ihrer Gültigkeitsbereiche von 100 mbar bis Atmosphärendruck bzw. 200 mbar bis Atmosphärendruck nicht anwendbar. .... | 106 |
| Abbildung 7.3: Visualisierung der zur Ergebnisinterpretation herangezogenen Flächen und Volumina anhand von Probe 7.....  | 110 |
| Abbildung 7.4: Vergleich der Strukturparameter im Hinblick auf den Einfluss der Variation der Anzahl der Faserstrukturzylinder und damit des Durchmessers des Faserstrukturzylinders bei 13 mbar und niedrigem Füllniveau. ....   | 110 |
| Abbildung 7.5: Messergebnisse der Systemdruck-Variation anhand von Probe 4 bei mittlerem Füllniveau. ....   | 112 |
| Abbildung 7.6: Webcam-Bilder der unterschiedlichen Füllniveaus. ....  | 113 |
| Abbildung 7.7: Messergebnisse der Variation des Füllniveaus anhand von Probe 4 bei 13 mbar...   | 114 |
| Abbildung 7.8: Sättigungsdruckeinfluss an der Heizwand infolge der Veränderung des Füllniveaus (FN).....  | 115 |
| Abbildung 7.9: Blasenabreißfrequenz $f_B$ der unterschiedlichen Füllniveaus als Funktion der Wärmestromdichte. ....   | 116 |
| Abbildung 7.10: Blasenabreißfrequenz $f_B$ der unterschiedlichen Füllniveaus als Funktion des Sättigungsdrucks an der Probenwand $p_{\text{Sat}}(\text{Wand})$ . ....   | 116 |
| Abbildung 7.11: Ausprägung des Blasensiedens bei niedrigem, mittlerem und hohem Füllniveau (Probe 4). Der Systemdruck beträgt 13 mbar und die zugeführte Wärmestromdichte $40 \text{ kW/m}^2$ . ....  | 117 |
| Abbildung 7.12: Benetzungsverhalten der Faserstrukturen bei einem Füllniveau von 7,5 mm (oben) und 5 mm (unten). ....   | 119 |
| Abbildung 7.13: Einfluss der Arbeitsmittelfilmhöhe oberhalb der Faserstruktur und Potenzial der Kapillarfütterung mit Korrelationsabgleich anhand von Probe 5 mit radialer Halbisolierung (RHI) bei einem Systemdruck von 13 mbar. ....   | 121 |
| Abbildung 7.14: Schnittzeichnung der radialen Halbisolierung im Fall der Kapillarfütterung (links) und für den Fall mit einem Arbeitsmittelpolster bzw. -kissen und möglichen Dampfblaseneinschlüssen (rechts). ....  | 121 |
| Abbildung 7.15: Potenzial der Kapillarfütterung und Korrelationsabgleich anhand von Probe 1* und Probe 6 mit radialer Halbisolierung (RHI) bei einem Systemdruck von 13 mbar. Demnach ist die Blasensiede-Korrelation von Kostornov et al. [86] außerhalb ihres Gültigkeitsbereichs von 200 mbar bis Atmosphärendruck nicht anwendbar. ....   | 122 |

|   |     |
|---|-----|
| Abbildung 7.16: Stark vergrößerte Versuchsbilder von Probe 5 (links) und Probe 6 (rechts) mit radialer Halbisolierung.....  | 124 |
| Abbildung 7.17: Schematische Darstellung möglicher Mikrozonflächen und der gefluteten Flächen anhand von Probe 5 und Probe 8 (links) sowie Bild eines Faserstrukturzylinders von Probe 8 mit zugehörigem Oberflächenscan (rechts).....  | 126 |
| Abbildung 7.18: Gegenüberstellung der Messergebnisse von Probe 5 und 6 mit und ohne radiale(r) Halbisolierung sowie zugehörige Versuchsbilder des Bereichs des konvektiven Siedens. Der Systemdruck betrug 13 mbar. ....  | 128 |
| Abbildung 7.19: Gegenüberstellung der Messergebnisse von Probe 6 ohne radiale Halbisolierung und Probe 8 und 10 sowie zugehörige Versuchsbilder des Bereichs des konvektiven Siedens. Der Systemdruck betrug 13 mbar. Demnach ist die auf Basis eines hochporösen quaderförmigen Kupferwamms entwickelte Blasensiede-Korrelation von Choon et al. [27] für Metallfaserstrukturen nicht anwendbar – ihr Gültigkeitsbereich ist für Drücke zwischen 18 und 100 mbar angegeben. .... | 130 |
| Abbildung 7.20: Unvollständiger Kontakt zwischen Faserzylinder und Grundträger anhand von Probe 8. ....   | 131 |
| Abbildung 7.21: Untersuchungen zur Keimbildungshysterese anhand von Probe 9. ....   | 134 |
| Abbildung 7.22: Untersuchungen zur Keimbildungshysterese anhand von Probe 4. ....   | 134 |
| Abbildung 7.23: Probe 9 (oben) und Probe 4 (unten) vor (links) und nach (rechts) der Entoxidierung.....   | 136 |
| Abbildung 7.24: Einfluss des Oxidationsgrads auf die Messergebnisse anhand von Probe 9 bei niedrigem Füllniveau. ....   | 137 |
| Abbildung 7.25: Einfluss des Oxidationsgrads auf die Messergebnisse anhand von Probe 4 bei mittlerem Füllniveau.....  | 137 |
| Abbildung 7.26: Bevorzugter Entstehungsort der Blasen bei Probe 9 für eine Wärmestromdichte von 23 kW/m <sup>2</sup> . Bildfolge mit einer Zeitdifferenz von 0,1 Sekunden. ....   | 139 |
| Abbildung A.3.1: Gegenüberstellung der unterschiedlichen Probenaufbauten anhand von Probe 3 (links) und Probe 5 (rechts) sowie zugehörige Modellimplementierung mit der Markierung der äußeren Randbedingungen.....   | 165 |
| Abbildung A.3.2: Messergebnisse bei einem Systemdruck von 13 mbar zur Visualisierung des Parameterraumes der unterschiedlichen Probenaufbauten und der ausgewählten Simulationswerte. ....  | 169 |
| Abbildung A.3.3: Verlauf des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für freie Konvektion in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz zwischen Wand und Sättigungstemperatur bei einem Systemdruck von 13 mbar. ....   | 172 |
| Abbildung A.3.4: Ausbildung von Konvektionswalzen und Fluidbewegung beim Blasensieden. Basierend auf [197].....   | 173 |

|  |     |
|--|-----|
| Abbildung A.3.5: Visualisierung der Regionen, in denen während der Versuche reine Wasserdampfatmosphäre vorliegt (links) und Markierung der Belüftungsbohrungen (schwarze Kreise), um dies innerhalb der Dampfkammer zu realisieren (rechts). .... | 174 |
| Abbildung A.3.6: Minimal- und Maximalwert der Wärmeleitfähigkeit innerhalb der Dampfkammer (Fläche I) in Abhängigkeit der dort vorliegenden mittleren Temperaturen. ....   | 177 |
| Abbildung A.3.7: Minimal- und Maximalwert der Wärmeleitfähigkeit im Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der PP-Isolierung (Fläche III) in Abhängigkeit der dort vorliegenden mittleren Temperaturen. ....  | 177 |
| Abbildung A.3.8: Simulationsergebnisse der Maximalwertabschätzung. ....  | 178 |
| Abbildung A.4.1: Vorder- und Rückansicht des Aufbaus zur Kalibrierung und Überprüfung des Wärmeflussensors. ....   | 179 |
| Abbildung A.4.2: Ergebnis eines Kalibrierpunktes des Wärmeflussensors vor der Versuchsdurchführung.....  | 181 |
| Abbildung A.4.3: Ergebnis eines Kalibrierpunktes des Wärmeflussensors nach der Versuchsdurchführung.....   | 182 |
| Abbildung A.4.4: Schematische Darstellung der Kalibrierung der Temperatursensoren.....   | 184 |
| Abbildung A.4.5: Ergebnis der Kalibrierung der Temperaturfühler in der Vakuumkammer vor der Versuchsdurchführung.....  | 186 |
| Abbildung A.4.6: Ergebnis der Endüberprüfung der Temperaturfühler in der Vakuumkammer. ...   | 187 |
| Abbildung A.4.7: Ergebnis der Nullpunktjustierung vor der Versuchsdurchführung. ....   | 191 |
| Abbildung A.4.8: Ergebnis der Nullpunktjustierung bei der Endüberprüfung. ....   | 191 |
| Abbildung A.4.9: Reduzierung der Sättigungstemperatur durch Leckage in Abhängigkeit zweier Leckageraten und der Versuchszeit für drei Systemdrücke.....  | 197 |
| Abbildung A.4.10: Vakuumkammer bei abgenommenem Kammerdeckel. ....   | 199 |
| Abbildung A.4.11: Gemessene Temperaturen in der Vakuumkammer einer Messung von Probe 4.....  | 199 |
| Abbildung A.4.12: Gemessene Temperaturen in der Vakuumkammer einer Messung von Probe 10.....   | 200 |
| Abbildung A.4.13: Reproduzierbarkeitsmessung anhand von Probe 2 (hoch) und einem Systemdruck von 13 mbar. ....   | 201 |
| Abbildung A.4.14: Reproduzierbarkeitsmessung anhand von Probe 10 und einem Systemdruck von 13 mbar. ....   | 202 |

---

## Tabellenverzeichnis

---

|   |     |
|---|-----|
| Tabelle 2.1: Gegenüberstellung relevanter Stoffgrößen von Wasser und Wasserdampf im Sättigungszustand für die Sättigungsdampfdrücke von 10 mbar, 100 mbar und Atmosphärendruck. ....                    | 26  |
| Tabelle 2.2: Übersicht über Forschungsarbeiten zum Behältersieden mit dem Arbeitsmittel Wasser im Bereich niederer Drücke. ....   | 28  |
| Tabelle 5.1: Anforderungen an den Versuchsaufbau. ....  | 73  |
| Tabelle 5.2: Spezifikation der Anlagenkomponenten. ....   | 76  |
| Tabelle 5.3: Probenbezeichnung und charakteristische Größen der metallischen Kurzfaserstrukturen. ....  | 82  |
| Tabelle 5.4: Übersichtstabelle mit Auflichtmikroskopbildern der Faserschnitte. ....   | 85  |
| Tabelle 5.5: Zugehörige Faserparameter der Faserschnitte. ....  | 86  |
| Tabelle 5.6: Effektiver und maximaler Porendurchmesser in Abhängigkeit des Faserdurchmessers und der Porosität. ....  | 87  |
| Tabelle 5.7: Behandlungsschritte des entnommenem Arbeitsmittels. ....   | 87  |
| Tabelle 5.8: Sollwerte des Kühlhauses und der Thermostate in Abhängigkeit der durchgeführten Messung. ....  | 89  |
| Tabelle 6.1: Übersicht über die Messunsicherheitsbeiträge. ....   | 97  |
| Tabelle 6.2: Mögliche Gründe für das Auftreten von Messunsicherheiten während der Versuchsdurchführung. ....  | 98  |
| Tabelle 6.3: Messunsicherheitsbudget der gemessenen Wärmestromdichte. ....  | 99  |
| Tabelle 6.4: Messunsicherheitsbudget der Sättigungstemperaturmessung. ....  | 100 |
| Tabelle 6.5: Messunsicherheitsbudget der Übertemperatur. ....   | 101 |
| Tabelle 7.1: Gegenüberstellung charakteristischer Probenparameter und wichtiger Berechnungsgrößen für die Ergebnisinterpretation sowie Ablesewerte der Übertemperaturen mit Korrelationsvergleich. .... | 107 |
| Tabelle 7.2: Relevante charakteristische Größen der metallischen Kurzfaserstrukturen von Probe 5, 6, 8 und 10. ....   | 126 |
| Tabelle 7.3: Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens bei Probe 5 und 6 mit und ohne RHI. ....   | 128 |
| Tabelle 7.4: Trennung der Bereiche des konvektiven Siedens und des Blasensiedens bei Probe 6, 8 und 10 ohne RHI. ....   | 130 |
| Tabelle A.1: Angaben zu den nachgedruckten Bildern. ....  | 163 |
| Tabelle A.2: Checkliste zur Durchführung der Versuche. ....   | 164 |



---

|  |     |
|--|-----|
| Tabelle A.3: Übersicht über die äußeren Randbedingungen und Wärmetransportmechanismen...                 | 166 |
| Tabelle A.4: Zusammenfassung zu den Simulationsannahmen der Maximalwertabschätzung. ....                 | 168 |
| Tabelle A.5: Messunsicherheitsbudget der gemessenen Wärmestromdichte für verschiedene<br>Messwerte. .... | 183 |
| Tabelle A.6: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Temperatur. ....                      | 187 |
| Tabelle A.7: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur.....                | 189 |
| Tabelle A.8: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur. ...             | 193 |
| Tabelle A.9: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur. ....                  | 195 |

## A. Anhang

### A.1 Verwendete Abbildungen

In Tabelle A.1 sind die Quellen der nachgedruckten Bilder aufgelistet. Den Urhebern sei für die Genehmigung gedankt.

Tabelle A.1: Angaben zu den nachgedruckten Bildern.

| Abbildung  | Ursprung/Genehmigung   |
|--|--|
| Abbildung 2.1  | Nachgedruckt aus dem Buch „Thermodynamik Grundlagen und technische Anwendungen Band 1: Einstoffsysteme“, 2008, Seite 396 (Abbildung 15.12.), Kapitel 15: Grundbegriffe der Wärmeübertragung. Stephan, P., Schaber, K., Stephan, K. und Mayinger, F., Copyright © 2009, 2007, 2005, 1998, 1992, 1990, 1986, 1975, 1963 Springer-Verlag Berlin Heidelberg. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media – vgl. Stephan et al. [181]. |
| Abbildung 2.2<br>(rechte<br>Darstellung)             | Nachgedruckt aus dem Buch „Wärme- und Stoffübertragung“, 2008, Seite 534 (Abb. 4.35 und Abb.4.36), Kapitel 4: Konvektiver Wärme- und Stoffübergang mit Phasenumwandlung. Baehr, H. D. und Stephan, K., Copyright © 2008, 2006, 2003 Springer-Verlag Berlin Heidelberg. Mit freundlicher Genehmigung von Springer Science+Business Media – vgl. Baehr und Stephan [13].   |
| Abbildung 2.4<br>(linke und mittlere<br>Darstellung) | Nachgedruckt aus Phan, H. T., Caney, N., Marty, P., Colasson, S., Gavillet, J.. How does surface wettability influence nucleate boiling?. Comptes Rendus Mécanique 2009; 337/5: Seite 251-259. Copyright © 2009 Académie des sciences, Published by Elsevier Masson SAS. All rights reserved. Mit freundlicher Genehmigung von Elsevier Masson SAS – vgl. Phan et al. [121].   |
| Abbildung 2.4<br>(rechte<br>Darstellung)             | Nachgedruckt aus der Publikation „Das Abreißen von Dampfblasen an festen Heizflächen“ in „International Journal of Heat and Mass Transfer“ 26/9 (1983), Mitrović, J., Seiten 956-963, Copyright © 1983 Pergamon Press Ltd. Published by Elsevier Ltd. Mit freundlicher Genehmigung von von Elsevier – vgl. Mitrović [109].   |
| Abbildung 3.2  | Nachgedruckt aus der Publikation „Investigation of the effective thermal conductivity of metal-fiber wicks in low-temperature heat pipes“ in „Journal of Engineering Physics“, 33/2 (1977), Seite 912 (Fig. 1 a) und Fig. 2 b)), Semena, M. G. und Zaripov, V. K., Copyright © Springer Science+Business Media. Mit freundlicher Genehmigung Springer Science+Business Media – vgl. Quelle: Semena und Zaripov [162].                                  |
| Abbildung 3.10                                       | Nachgedruckt aus der Publikation „Experimental investigations of boiling heat transfer hysteresis on sintered, metal – Fibrous, porous structures“ in „Experimental Thermal and Fluid Science“, 33/3 (2009), Wójcik, T. M., Seite 403 (Fig. 10), Copyright © 2008 Elsevier Inc. Mit freundlicher Genehmigung von Elsevier – vgl. Wójcik [202].   |

## A.2 Checkliste zur Durchführung der Versuche

Tabelle A.2 zeigt die Checkliste zur Durchführung der Versuche. Nach ihrer Beachtung wurden die in Abschnitt 6.3.7 aufgeführten Messunsicherheiten erzielt.

Tabelle A.2: Checkliste zur Durchführung der Versuche.

| Checkliste zur Durchführung der Versuche  |        |             |            |
|---|--------|-------------|------------|
| Datum:  | Probe: | Füllniveau: | Druck:     |
| Grundsätzliches bei dem Ein- und/oder Ausbau  |        |             | Ja    Nein |
| Wurden Handschuhe angezogen?  |        |             |            |
| Wurde ein langärmeliges Oberteil getragen?  |        |             |            |
| Ausbau der alten Probe  |        |             |            |
| Wurde das Arbeitsmittel zurückgeführt?  |        |             |            |
| Wurden sämtliche Ventile geschlossen, bevor die Belüftung der Vakuumkammer erfolgte?  |        |             |            |
| Wurde die Spritze mit Isopropanol gereinigt, bevor sie in den Siedebehälter zum Absaugen der Arbeitsmittelrückstände geführt wurde? |        |             |            |
| Welche Probe war zuvor verbaut?   |        |             |            |
| War die Vakuumkammer nass und befanden sich die Lüsterklemmen im Wasser?  |        |             |            |
| Falls ja, wie stark?  |        |             |            |
| Sitzten die Temperaturfühler korrekt an ihrer Position?   |        |             |            |
| Falls nein, welche(r) nicht?  |        |             |            |
| Ist das Plexiglasrohr verschmutzt?  |        |             |            |
| Steckte der Temperaturfühler tief genug in der Probe?   |        |             |            |
| Ist die Probe verschmutzt?  |        |             |            |
| Lag die Wärmeleitfolie ganzflächig auf dem Heizer?  |        |             |            |
| Werden die Arbeitsmittelzufuhr und der Ablauf ausgebaut?  |        |             |            |
| Musste die Heizeinheit zur Arbeitsmittelabsaugung abgeschraubt und mit der Wasserwaage erneut ausgerichtet werden?                  |        |             |            |
| Falls ja, wurde auch der Deckel der alten Stromdurchführung zum Abfluss des Arbeitsmittels abgenommen?                              |        |             |            |
| Gab es weitere Besonderheiten?  |        |             |            |
| Falls ja, welche?   |        |             |            |
| Analyse der Probe, die eingebaut wird   |        | Ja          | Nein       |
| Kommt die Probe direkt aus dem Ofen?  |        |             |            |
| Weist die Probe Besonderheiten auf?   |        |             |            |
| Wird die Probe vor dem Einbau mit Isopropanol gereinigt?  |        |             |            |
| Falls ja, wo genau?   |        |             |            |
| Gibt es weitere Besonderheiten?   |        |             |            |
| Falls ja, welche?   |        |             |            |
| Einbau der neuen Probe  |        | Ja          | Nein       |
| Erfolgt der Einbau bei geschlossener Kühlhaustür, d. h. bei bereits niedriger Temperatur?   |        |             |            |
| Wurde das Arbeitsmittel zuvor entgast und nachgefüllt?  |        |             |            |
| Falls ja, wie genau?  |        |             |            |
| Wurde der Wärmeﬂussensor mit Isopropanol gereinigt und wurden beide Folien der Wärmeleitfolie abgezogen?                            |        |             |            |
| Wurden die Arbeitsmittelzufuhr und der Ablauf neu eingebaut?  |        |             |            |
| Wurde Wärmeleitpaste in die Probenbohrung gegeben und mit dem Draht durch volles Eintauchen gleichmäßig verteilt?                   |        |             |            |
| Wurden das Plexiglasrohr und die Dichtung zusätzlich gereinigt?   |        |             |            |
| Falls ja, wie und womit?  |        |             |            |
| Wurde die Probe auf Spuren der Wärmeleitpaste überprüft?  |        |             |            |
| Falls Spuren vorhanden waren, womit wurden sie entfernt?  |        |             |            |
| Ist die Probe vollkommen trocken?   |        |             |            |
| Wurde der Aufsatz (falls verwendet) mit Isopropanol gereinigt?  |        |             |            |
| Sitzt der Temperaturfühler nach dem Aufsetzen der Probe auf dem Wärmeﬂussensor bis zum Anschlag in der Probe?                       |        |             |            |
| Wurde die richtige Anpressung der Probe durch Hin- und Herbewegen in alle Himmelsrichtungen sicher gestellt?                        |        |             |            |
| Wurde eine Veränderung des Füllniveaus vorgenommen?   |        |             |            |
| Falls ja, wie wurde das neue Rohr gereinigt?  |        |             |            |
| War das Plexiglasrohr beim Einbau vollkommen trocken?   |        |             |            |
| Falls nein, wo blieben Wasserrückstände?  |        |             |            |
| Sitzten die Temperaturfühler korrekt an ihrer Position?   |        |             |            |
| Falls nein, welche(r) nicht?  |        |             |            |
| Wurden die Temperaturfühler, der obere Kammerbereich und der Deckel noch mit Isopropanol vor dem Verschließen gereinigt?            |        |             |            |
| Gab es weitere Besonderheiten?  |        |             |            |
| Falls ja, welche?   |        |             |            |
| Evakuierung der Kammer und Messstart  |        | Ja          | Nein       |
| Ist der Peristaltikpumpenschlauch in Ordnung?   |        |             |            |
| Ist das Arbeitsmittel vor der Befüllung ausreichend kalt genug?   |        |             |            |
| Steht die Arbeitsmittelzufuhr zentrisch oberhalb des Schlauchaufsatzes?   |        |             |            |
| Dichtet das Siedebehältersystem richtig ab?   |        |             |            |
| Wurde die Zeit für den Nachtdurchlauf angepasst?  |        |             |            |
| Gab es weitere Besonderheiten?  |        |             |            |
| Falls ja, welche?   |        |             |            |

### A.3 Simulationen zur Abschätzung der Wärmeverluste bzw. -gewinne am Grundträger

Um die Größenordnung der Wärmeverluste oder möglicher -gewinne am Grundträger der Probe abschätzen zu können, wurden Simulationen mit dem Computerprogramm „COMSOL Multiphysics®“ durchgeführt. Dabei wurde wie folgt vorgegangen: Zunächst wurde ein zweidimensionales, achsensymmetrisches Simulationsmodell für eine Glattprobe unter Berücksichtigung der Fluidodynamik im Siedebehälter erstellt (vgl. [197]). Als Eingangsgrößen und Prüfgrößen zur Modellvalidierung wurden dabei reale Messdaten anhand einer Glattprobenmessung bei einem Systemdruck von ca. 10 mbar herangezogen. Der Vergleich zwischen Simulation und Messdaten zeigte dabei, dass der tatsächlich in die Faserstruktur hineinfließende Wärmestrom bei Verwendung der Messwerte aufgrund der Wärmeverluste um etwa 20 % überschätzt wird und dass Abweichungen in der Übertemperatur von bis zu 1 K vorliegen. Eine erste Abschätzung zu den Verlusten anhand einer Faserstrukturprobe hat gezeigt, dass hier mit deutlich geringeren Verlusten zu rechnen ist. Zur Durchführung einer Maximalwertabschätzung wurde – aufbauend auf diesem Modell – im nächsten Schritt ein vereinfachtes zweidimensionales, achsensymmetrisches Modell ohne Fluidodynamik umgesetzt. Dabei wurden zwei unterschiedliche Probenaufbauten berücksichtigt. Im Folgenden wird die Modellumsetzung vorgestellt, das Vorgehen bei der Maximalwertabschätzung beschrieben und anschließend werden die gewonnenen Ergebnisse präsentiert. Die Ergebnisse des ersten Modells werden für die Abschätzung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten herangezogen.

#### A.3.1 Modellumsetzung

Zur Abschätzung der Wärmeverluste oder möglicher -gewinne sind zwei Probenaufbauten zu berücksichtigen. Der Grund hierfür ist die unterschiedliche Anströmung der Faserstruktur durch das Arbeitsmittel, wodurch im oberen Probenbereich unterschiedliche Modellannahmen zu treffen sind. In Abbildung A.3.1 ist dies sowie die Modellimplementierung zu sehen.

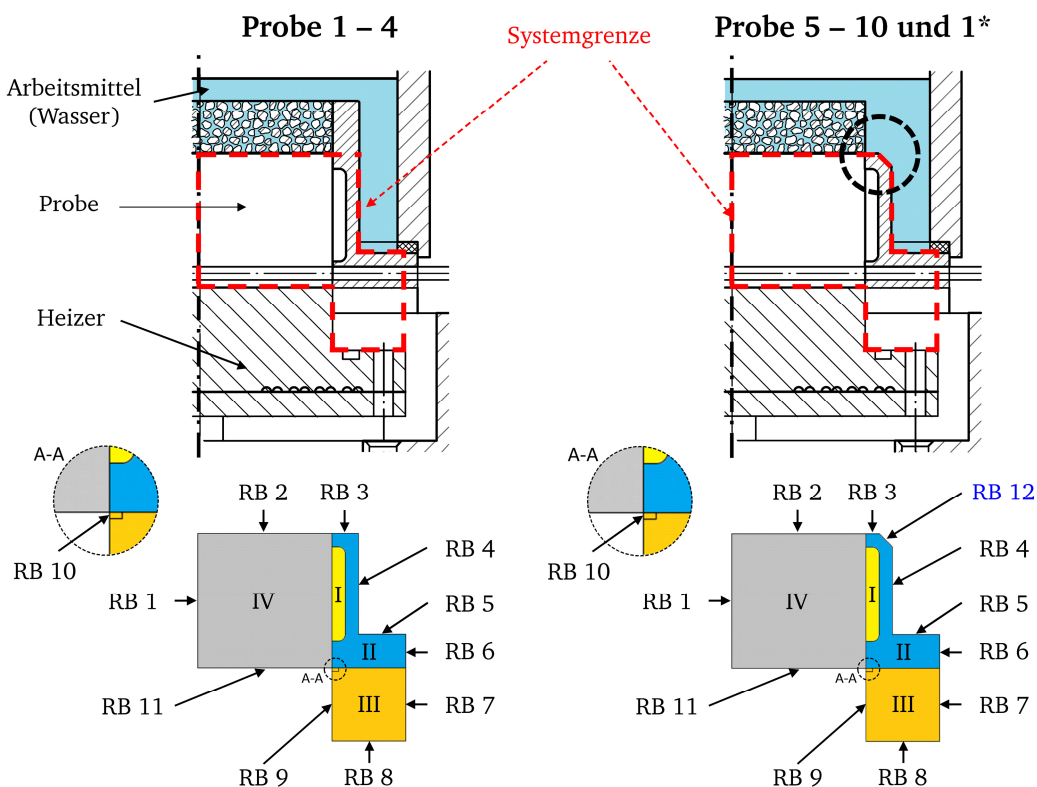


Abbildung A.3.1: Gegenüberstellung der unterschiedlichen Probenaufbauten anhand von Probe 3 (links) und Probe 5 (rechts) sowie zugehörige Modellimplementierung mit der Markierung der äußeren Randbedingungen.

Dabei sind jeweils im oberen Bereich ein Ausschnitt der Schnittzeichnungen des Probenaufbaus analog zu Abbildung 6.2 dargestellt und die relevanten Systemgrenzen eingetragen (rote Strichlinien). Im unteren Bereich ist die Modellimplementierung der zugehörigen zweidimensionalen, achsensymmetrischen Simulationsmodelle gezeigt. Hier sind die markierten äußeren Randbedingungen (RB) mit arabischen Zahlen und die Flächenbezeichnungen mit römischen Zahlen gekennzeichnet.

In Tabelle A.3 sind die getroffenen äußeren Randbedingungen und die Wärmetransportmechanismen innerhalb der Flächen für die unterschiedlichen Modelle zusammengefasst. Das entsprechende Modell für den Probenaufbau einer Glattprobe ist außerdem berücksichtigt. Hier ist die Systemgrenze des Probenaufbaus von Probe 1 – 4 zugrundegelegt. Anhand von Tabelle A.3 der nachfolgenden Beschreibung soll verdeutlicht werden, welche Randbedingungen und Wärmetransportmechanismen hier vorliegen und woran sich bei der Wertbestimmung orientiert wird. Die konkrete Auswahl der für die Simulationen verwendeten Zahlenwerte wird im Anhang A.3.2 behandelt.

Tabelle A.3: Übersicht über die äußeren Randbedingungen und Wärmetransportmechanismen.

| Bezeichnung | Probenaufbau Probe 1 – 4   |           | Probenaufbau Glattprobe  |           | Probenaufbau Probe 5 – 10 und 1*   |           |
|-------------|--|-----------|--|-----------|--|-----------|
| RB          | Randbedingung (RB)   | Art d. RB | Randbedingung (RB)   | Art d. RB | Randbedingung (RB)   | Art d. RB |
| 1           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         |
| 2           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         |
| 3           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB3}(T_W - T_{Sat})$  | 3         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB3}(T_W - T_{Sat})$  | 3         |
| 4           | $\dot{q}_W = \alpha_{RB4}(T_W - T_{Sat})$  | 3         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB4}(T_W - T_{Sat})$  | 3         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB4}(T_W - T_{Sat})$  | 3         |
| 5           | $\dot{q}_W = \alpha_{RB5}(T_W - T_{Sat})$  | 3         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB5}(T_W - T_{Sat})$  | 3         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB5}(T_W - T_{Sat})$  | 3         |
| 6           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         |
| 7           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         |
| 8           | $T_W = t_H$  | 1         | $T_W = t_H$  | 1         | $T_W = t_H$  | 1         |
| 9           | $T_W = t_H$  | 1         | $T_W = t_H$  | 1         | $T_W = t_H$  | 1         |
| 10          | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | 2         |
| 11          | $T_W = t_P$  | 1         | $T_W = t_P$  | 1         | $T_W = t_P$  | 1         |
| 12          | –  | –         | –  | –         | $\dot{q}_W = \alpha_{RB12}(T_W - T_{Sat})$   | 3         |
| Fläche      | Wärmetransportmechanismus  |           | Wärmetransportmechanismus  |           | Wärmetransportmechanismus  |           |
| I           | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK} + \lambda_{L,DK}$       |           | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK} + \lambda_{L,DK}$       |           | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK} + \lambda_{L,DK}$       |           |
| II          | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,PP} = \text{konst.}$                          |           | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,PP} = \text{konst.}$                          |           | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,PP} = \text{konst.}$                          |           |
| III         | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{S,HSP1} + \lambda_{L,HSP1}$ |           | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{S,HSP1} + \lambda_{L,HSP1}$ |           | Wärmestrahlung und -leitung<br>$\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{S,HSP1} + \lambda_{L,HSP1}$ |           |
| IV          | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,Cu-ETP} = \text{konst.}$                      |           | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,Cu-ETP} = \text{konst.}$                      |           | ausschließlich Wärmeleitung<br>$\lambda_{L,Cu-ETP} = \text{konst.}$                      |           |

Der grundlegende Unterschied zwischen den Probenaufbauten besteht darin, dass die Faserstrukturen bei den Proben 1 – 4 radial vom angrenzenden Arbeitsmittelbad des Siedebehälters durch die hochgezogene Isolierung getrennt sind, während sie bei den Proben 5 – 10 und Probe 1\* in direktem Kontakt mit dem Arbeitsmittel stehen (vgl. gestrichelter Kreisring in Abbildung A.3.1 oben). Ein direkter Kontakt mit dem Arbeitsmittel liegt ebenfalls bei der Glattprobe vor. Dies hat unterschiedliche Randbedingungen zwischen den einzelnen Modellen im oberen Bereich der Systemgrenze zur Folge und ist in Tabelle A.3 durch die gelb markierten Felder kenntlich gemacht. So wird bei dem Modell des Probenaufbaus der Proben 1 – 4 die obere Linie der Systemgrenze (RB 3) vollständig als thermische Isolierung angenommen. Bei den entsprechenden Modellen des Probenaufbaus der Glattprobe und der Proben 5 – 10 sowie Probe 1\* geschieht dies hingegen ausschließlich an der Stirnfläche des Probengrundträgers (RB 2).

Die Wärmeübergänge an das angrenzende Arbeitsmittelbad (RB 3, 4, 5 und 12) besitzen sowohl den Charakter der freien Konvektion ( $Nu = f(Gr \cdot Pr)$ ) als auch den der Mischkonvektion ( $Nu = f(Re \cdot Gr \cdot Pr)$ ). Zweites ist der Baddynamik beim Einsetzen des Blasensiedens bei hohen



---

Wärmestromdichten zuzuschreiben. Entsprechende mittlere Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  werden unter der Berücksichtigung der jeweiligen charakteristischen Länge und der fluidspezifischen Stoffdaten abgeschätzt (vgl. Anhang A.3.2). Die Systemgrenzen zum Wasserdampf (RB 6 und RB 7) werden als thermische Isolierung angenommen. In allen Fällen kommt die aus dem Systemdruck bestimmte Sättigungstemperatur  $T_{\text{Sat}}$  bzw.  $t_{\text{Sat}}$  als Freistromtemperatur  $T_F$  zur Anwendung (vgl. RB 3 – 5). Die Messwerte von Heizer- und Proben temperatur ( $T_H$  und  $T_P$ ) werden an den Randbedingungen RB 8 und RB 9 bzw. RB 11 vorgegeben.

Im Hinblick auf die Wärmetransportmechanismen wird jede Fläche als Festkörper betrachtet, weshalb für den stationären Fall die Annahme einer geeigneten Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  von entscheidender Bedeutung ist. Während die Flächen II (Polypropylen) und IV (Elektrolytkupfer) tatsächlich Festkörper sind und ihre Wärmeleitfähigkeit Tabellenwerken zu entnehmen ist, muss sie für die Flächen I und III – hier liegt Wasserdampf-atmosphäre vor – berechnet werden (vgl. Anhang A.3.2). Die inneren Randbedingungen an den Übergängen zwischen den unterschiedlichen Flächen (I – IV) sind stets ohne Kontaktwiderstand angenommen. In Anlehnung an Baehr und Stephan [13] wird davon ausgegangen, dass die Körper an den Grenzflächen fest miteinander verbunden sind. Danach sind sowohl der Wert der Wärmestromdichte als auch die Temperatur an der Grenzfläche identisch.

---

### A.3.2 Maximalwertabschätzung

---

Das Ziel der Maximalwertabschätzung besteht darin, die maximal möglichen Wärmeverluste bzw. -gewinne in Anlehnung an die gewonnenen Erkenntnisse der Messungen zu bestimmen. Dazu sind geeignete Zahlenwerte bzw. Parameter für die Randbedingungen und die äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten zu wählen (vgl. Tabelle A.3).

**Maximale Wärmeverluste** sind grundsätzlich dann zu erwarten, wenn die treibende Temperaturdifferenz zwischen Probe und Arbeitsmittelbad ( $t_{\text{Sat}}$ ) maximiert ist, die thermische Widerstandskette auf diesem Weg minimiert ist und es zu einem geringstmöglichen Wärmeeintrag vom Heizer bzw. Heizerstumpf kommt. Die Richtung der Wärmestromdichte entlang der Mantelfläche des Probengrundträgers  $\dot{q}_{\text{MGT}}$  zeigt in diesem Fall in Richtung des Arbeitsmittelbads (vgl. Abbildung 6.2).

Analog dazu ergeben sich **maximale Wärmegewinne**, wenn die treibende Temperaturdifferenz zwischen Heizer und Probe maximiert ist, die thermische Widerstandskette auf diesem Weg minimiert ist und es zu einem geringstmöglichen Wärmeverlust an das Arbeitsmittelbad kommt. Die Richtung der Wärmestromdichte entlang der Mantelfläche des Probengrundträgers  $\dot{q}_{\text{MGT}}$  dreht sich in diesem Fall entsprechend um (vgl. Abbildung 6.2).

Die Simulationsannahmen für diese Fälle sind in Tabelle A.4 zusammengefasst. Dabei werden neben der separaten Betrachtung der maximal zu erwartenden Wärmeverluste und -gewinne am Probengeometrieaufbau von Probe 1 – 4 (S1 bzw. S2) sowie von Probe 5 – 10 und Probe 1\* (S3 bzw. S4) die maximal zu erwartenden Wärmeverluste an der Glattprobe (S5) und an einem Ausnahmefall des Probengeometrieaufbaus von Probe 5 – 10 und Probe 1\* (S6) berücksichtigt. Die Beschriftungsspalten, in denen maximale Wärmeverluste zu erwarten sind, sind dabei gelb und diejenigen, in denen maximale Wärmegewinne zu erwarten sind, grau hinterlegt dargestellt. Darüber hinaus kennzeichnen die orangefarbenen Felder Maximalwerte und die cyanfarbenen Felder Minimalwerte der einzelnen Simulationsparameter.

Tabelle A.4: Zusammenfassung zu den Simulationsannahmen der Maximalwertabschätzung.

| Bezeichnung | S1   | S2  | S3   | S4  | S5   | S6   |
|-------------|--|---|--|---|--|--|
|             | maximaler Wärmeverlust<br>am Probenaufbau<br>von Probe 1 – 4   | maximaler Wärmege Gewinn<br>am Probenaufbau<br>von Probe 1 – 4  | maximaler Wärmeverlust<br>am Probenaufbau<br>von Probe 5 – 10 und 1*                                     | maximaler Wärmege Gewinn<br>am Probenaufbau<br>von Probe 5 – 10 und 1*  | maximaler Wärmeverlust<br>an der Glattprobe  | maximaler Wärmeverlust<br>am Probenaufbau von Probe 5 – 10 und 1*<br>(Ausnahmefall)                      |
| RB          | (ineffiz. Faserstrukturprobe)  | (effiz. Faserstrukturprobe)   | (ineffiz. Faserstrukturprobe)  | (effiz. Faserstrukturprobe)   | (insgesamt ineffiz. Probe)   | (insgesamt ineffiz. Faserstrukturprobe)  |
| 1           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  |
| 2           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  |
| 3           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\alpha_{RB3} = 1500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB3} = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB3} = 1500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB3} = 1500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  |
| 4           | $\alpha_{RB4} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB4} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB4} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB4} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB4} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB4} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   |
| 5           | $\alpha_{RB5} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB5} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB5} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB5} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  | $\alpha_{RB5} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB5} = 900 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   |
| 6           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  |
| 7           | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  |
| 8           | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 45 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   |
| 9           | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 45 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_H = 120 \text{ }^\circ\text{C}$   |
| 10          | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$   | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  | $\dot{q}_W = 0 \text{ W/m}^2$  |
| 11          | $T_W = t_P = 31 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_P = 27 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_P = 27 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_P = 21 \text{ }^\circ\text{C}$   | $T_W = t_P = 26 \text{ }^\circ\text{C}$  | $T_W = t_P = 36 \text{ }^\circ\text{C}$  |
| 12          | -  | -   | $\alpha_{RB12} = 1500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | $\alpha_{RB12} = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   | -  | $\alpha_{RB12} = 1500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$   |
| Fläche      | Wärmeleitfähigkeit   | Wärmeleitfähigkeit  | Wärmeleitfähigkeit   | Wärmeleitfähigkeit  | Wärmeleitfähigkeit   | Wärmeleitfähigkeit   |
| I           | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$ | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$        | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$ | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$        | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$ | $\lambda_{SL,DK} = \lambda_{S,DK(S-\max)} + \lambda_{L,DK}$<br>$\lambda_{SL,DK} = 0,029 \text{ W/(K m)}$ |
| II          | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$  | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$   | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$  | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$   | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$  | $\lambda_{L,PP} = 0,22 \text{ W/(K m)}$  |
| III         | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{L,HSP1} = 0,02 \text{ W/(K m)}$                      | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{S,HSP1(S-\max)} + \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{SL,HSP1} = 0,12 \text{ W/(K m)}$ | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{SL,HSP1} = 0,12 \text{ W/(K m)}$                     | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{S,HSP1(S-\max)} + \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{SL,HSP1} = 0,12 \text{ W/(K m)}$ | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{L,HSP1} = 0,02 \text{ W/(K m)}$                      | $\lambda_{SL,HSP1} = \lambda_{L,HSP1}$<br>$\lambda_{L,HSP1} = 0,02 \text{ W/(K m)}$                      |
| IV          | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$   | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$  | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$   | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$  | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$   | $\lambda_{L,Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$   |
|             | Maximalwert  |   |  |   |  |  |
|             | Minimalwert  |   |  |   |  |  |

Die getroffene Auswahl der Simulationsparameter wird im Folgenden genauer erläutert. Dabei wird zunächst auf die Bestimmung der Heizer- und Proben Temperaturen eingegangen. Sie stellen die treibenden Temperaturdifferenzen dar. Anschließend folgt die Erläuterung zu den thermischen Widerstandsketten, d. h. die Berechnung und Auswahl der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten – als Eingangsparameter der Randbedingungen RB 3, 4, 5 und 12 – sowie die Beschreibung der Berechnung und Auswahl der äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten für die Dampfkammer (DK) (Fläche I) sowie des Dampfraums bzw. des Spalts zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III).

### Auswahl der Heizer- und Proben Temperaturen

Zur Auswahl geeigneter Parameter werden zunächst sämtliche Messdaten im Hinblick auf **die maximal möglichen treibenden Temperaturdifferenzen** analysiert. Abbildung A.3.2 zeigt die dafür erstellte Vorauswahl zur Darstellung der oberen und unteren Begrenzung des Parameterraums.

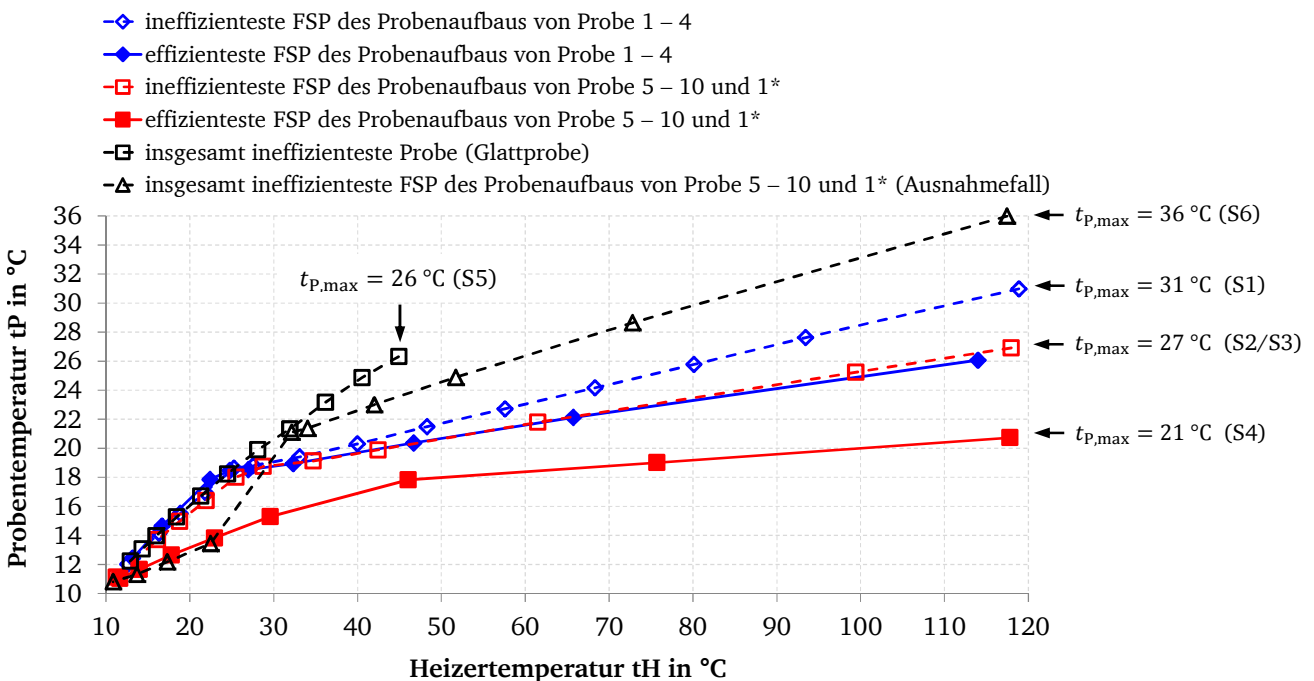


Abbildung A.3.2: Messergebnisse bei einem Systemdruck von 13 mbar zur Visualisierung des Parameterraumes der unterschiedlichen Probenaufbauten und der ausgewählten Simulationsergebnisse.

Die Begrenzung ist für den Probenaufbau der Proben 1 – 4 und für den Probenaufbau der Proben 5 – 10 sowie Probe 1\* durch die jeweils ineffizienteste bzw. effizienteste Faserstrukturprobe (FSP) gegeben. Dabei gilt: Je flacher der Kurvenverlauf ist, desto effizienter ist die Probe. In Anlehnung daran stellen die ebenfalls berücksichtigte Glattprobe die insgesamt ineffizienteste Probe und ein Ausnahmefall des Probenaufbaus von Probe 5 – 10 sowie Probe 1\* die insgesamt ineffizienteste Faserstrukturprobe dar.

Die Darstellung der gemessenen Proben temperatur  $t_p$  in Abhängigkeit der Heizertemperatur  $t_H$  erlaubt eine Abschätzung der maximal möglichen treibenden Temperaturdifferenzen. Die niedrigste Temperatur ist entsprechend über den Systemdruck von 13 mbar mit einem Wert von  $t_{\text{sat}} = 10,85 \text{ °C}$  gegeben.

Wie die Kurvenverläufe in Abbildung A.3.2 zeigen, lässt sich in allen Fällen ein Anstieg der Proben temperatur mit steigender Heizertemperatur erkennen. Das Einsetzen des Blasensiedens geht aus

dem Abfall der Kurvensteigung hervor. Da die Kurvensteigung stets kleiner als eins ist und kein lokales Maximum auftritt, werden für die Simulationen jeweils die maximal erreichten Proben Temperaturen verwendet. Diese sind durch die Beschriftung an der rechten Seite für die Probenaufbauten mit Faserstruktur kenntlich gemacht. Zur Vereinfachung wird dabei stets eine Heizertemperatur von  $t_H = 120\text{ °C}$  gewählt und für die Proben Temperatur  $t_p$  der extrapolierte Wert herangezogen.

Danach ergeben sich für die Bestimmung der **maximalen Wärmeverluste** der ineffizientesten Faserstrukturproben des Probenaufbaus von Probe 1 – 4 und Probe 5 – 10 sowie Probe 1\* die Proben Temperaturen  $31\text{ °C}$  bzw.  $27\text{ °C}$  und für den Ausnahmefall eine Temperatur von  $36\text{ °C}$ . Der Simulationspunkt der Glattprobe wird durch eine Proben- und Heizertemperatur von  $26\text{ °C}$  bzw.  $45\text{ °C}$  definiert (vgl. S1, S3, S6 und S5 in Tabelle A.4).

Die Bestimmung der **maximalen Wärmegewinne** erfolgt analog für die effizientesten Faserstrukturproben mit Proben Temperaturen von  $27\text{ °C}$  und  $21\text{ °C}$  (vgl. S2 und S4 in Tabelle A.4). Für die Glattprobe und den Ausnahmefall wird aufgrund der hohen Proben Temperatur lediglich der Fall maximaler Wärmeverluste betrachtet.

### **Berechnung und Auswahl der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten**

Zur Beschreibung des Wärmetransports zwischen der Probe und dem angrenzenden Arbeitsmittelbad werden im Simulationsmodell Randbedingungen 3. Art zugrundegelegt. Dies betrifft konkret die äußeren Randbedingungen RB 3, 4, 5 und 12 (vgl. Abbildung A.3.1 sowie Tabelle A.3). Die am jeweiligen Probenrand an das Arbeitsmittelbad abgeführte bzw. von diesem aufgenommene Wärmestromdichte  $\dot{q}_W$  wird demnach – analog zu Gleichung (2.1) – über die Gleichung

$$\dot{q}_W = \alpha_m \cdot (T_W - T_F) \quad (\text{A.3.1})$$

bestimmt. Dem Simulationsmodell sind für die Maximalwertabschätzung neben der sogenannten Freistromtemperatur  $T_F$  – bei der in allen Fällen die aus dem Systemdruck bestimmte Sättigungstemperatur  $T_{\text{Sat}}$  verwendet wird – entsprechende mittlere Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  vorzugeben. Zur Auswahl geeigneter Zahlenwerte sowohl für die untere als auch die obere Begrenzung des Parameterraums ist dabei das vorliegenden Siederegime zu berücksichtigen (vgl. Abbildung A.3.2).

Im Folgenden wird zunächst die Berechnung und Auswahl der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für die untere Begrenzung des Parameterraums vorgestellt. Aufbauend darauf werden Zahlenwerte für die obere Begrenzung abgeschätzt.

Für die untere Abgrenzung des Parameterraums – d. h. minimal zu erwartende mittlere Wärmeübergangskoeffizienten – wird sich an den von Klan und Thess [76] angegebenen Korrelationen für den Fall „Wärmeübergang durch freie Konvektion: Außenströmung“ orientiert. Die Berechnung von  $\alpha_m$  ist entsprechend der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Grundlagen zum Wärmeübergang im Fall des konvektiven Siedens bzw. der einphasigen freien Konvektion über die Gleichung (2.3)

$$\alpha_m = \frac{\lambda_F}{L} \cdot Nu_m(Gr_L \cdot Pr) \quad (\text{2.3})$$

gegeben. Je nach Randbedingung sind zur Bestimmung des lokal vorliegenden mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  neben der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_F$  unterschiedliche Nußelt-Korrelationen anzuwenden sowie entsprechende charakteristische Längen  $L$  zu wählen.

Für die Randbedingungen RB 3 (Glattprobe und Probengeometrie P5 – 10 sowie 1\*) und RB 5 werden zur Berechnung der mittleren Nußelt-Zahl  $Nu_m$  konkret die Nußelt-Korrelation für den Fall „Horizontale ebene Flächen – Wärmeabgabe auf der Oberseite (Kühlung auf der Unterseite)“ bei laminarer Strömungsform verwendet.  $Nu_m$  ist entsprechend über die Gleichung [76]

$$Nu_m = 0,766 \cdot [Ra \cdot f_2(Pr)]^{1/5} \quad (A.3.2)$$

mit

$$f_2(Pr) = \left[ 1 + \left( \frac{0,322}{Pr} \right)^{11/20} \right]^{-20/11} \quad (A.3.3)$$

zu berechnen.

Bei der Randbedingung RB 4 wird  $Nu_m$  nach den Vorgaben für „Vertikale Flächen“ und speziell für den Fall des vertikalen Zylinders über die Gleichung [76]

$$Nu_m = Nu_{(Platte)} + 0,435 \cdot \frac{L}{D} \quad (A.3.4)$$

mit

$$Nu_{(Platte)} = \{0,825 + 0,387 \cdot [Ra \cdot f_1(Pr)]^{1/6}\}^2 \quad (A.3.5)$$

sowie

$$f_1(Pr) = \left[ 1 + \left( \frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/9} \quad (A.3.6)$$

bestimmt.

Für die Randbedingung RB 12, die ausschließlich bei den Probengeometrien P5 – 10 sowie 1\* vorliegt (vgl. Abbildung A.3.1), erfolgt die Berechnung von  $Nu_m$  nach der Nußelt-Korrelation für den Fall „Geneigte ebene Flächen“. Da aufgrund der geringen Rayleigh-Zahlen keine turbulente Strömungsform zu erwarten ist, werden die Beziehungen für die vertikalen Flächen analog zu den Gleichungen (A.3.4), (A.3.5) und (A.3.6) herangezogen. Als Besonderheit ist dabei anstelle der Erdbeschleunigung  $g$  die zur vertikalen Fläche parallele Komponente zu verwenden. Dies geschieht innerhalb der „modifizierten“ Rayleigh-Zahl mit der Bezeichnung  $Ra_\gamma$  nach der Gleichung [76]:

$$Ra_\gamma = Ra \cdot \cos \gamma \quad (A.3.7)$$

Als Winkel  $\gamma$  wird dabei der Fasenwinkel ( $\gamma = 45^\circ$ ) und für den Durchmesser  $D$  in Gleichung (A.3.4) der mittlere Durchmesser von Fasenanfang und -ende verwendet.

Zur Berechnung der charakteristischen Längen  $L$  werden bei RB 3 und RB 5 jeweils die Ringspaltbreiten, bei RB 4 die „Anströmhöhe“ – die sich zwischen dem Probenaufbau von Probe 1 – 4 und Probe 5 – 10 sowie 1\* um 2 mm unterscheidet – und bei RB 12 die „Überströmlänge“ als diagonales Fasenabmaß herangezogen.



Bezüglich der Berechnungsvorschriften zur Bestimmung der in den einzelnen Gleichungen eingehenden Grashof-, Rayleigh- und Prandtl-Zahlen sei auf Unterkapitel 2.2 verwiesen. Abweichend von dem dort und in Klan und Thess [76] beschriebenen Vorgehen werden die Stoffdaten anstelle bei der mittleren Temperatur  $T_m$  zwischen Wandoberfläche und Arbeitsmittel den Dampftafeln [192] im Sättigungszustand bei 13 mbar entnommen. Dies betrifft ebenfalls die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit  $\lambda_F$  (vgl. Gleichung (2.3)). Der Hintergrund ist, dass bei gegebenem Druck und der mittleren Temperatur die Stoffdaten im dampfförmigen Zustand vorliegen würden.

Demnach ergeben sich die in Abbildung A.3.3 gezeigten Kurvenverläufe für den Fall des konvektiven Siedens bei laminarer Strömungsform. Hier sind die an den Rändern zu erwartenden mittleren Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_m$  in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen Wand- und Sättigungstemperatur ( $\Delta T = T_W - T_{\text{Sat}}$ ) aufgetragen. Die mit  $T_{\text{Sat}}$  anstelle von  $T_F$  gebildete Temperaturdifferenz  $\Delta T$  geht in die Bestimmung der Grashof-Zahl ein (vgl. Gleichung (2.2)).

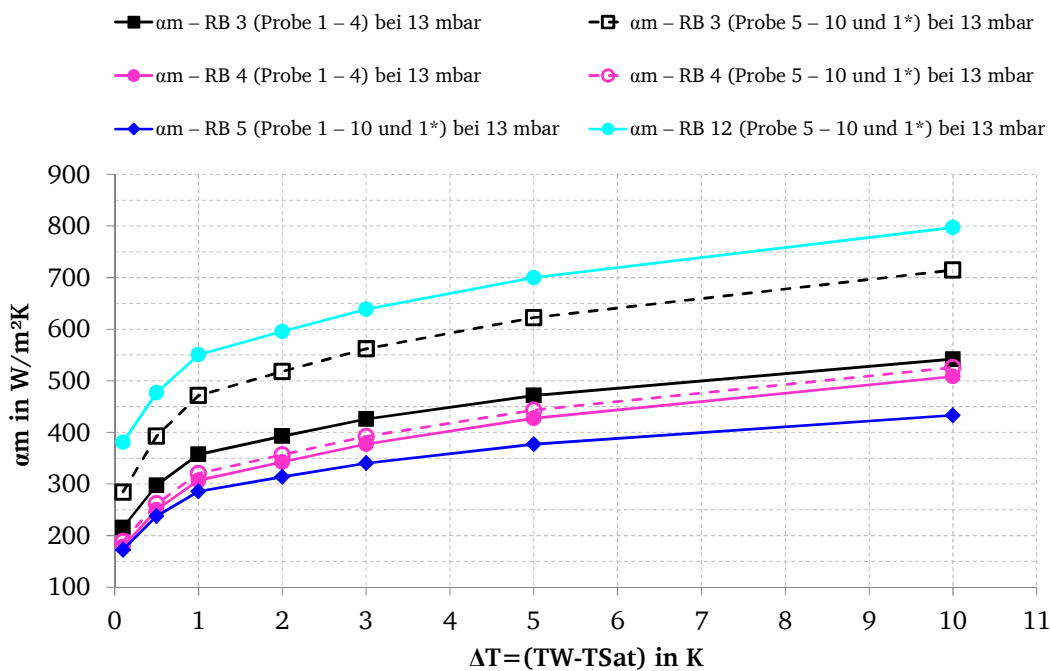


Abbildung A.3.3: Verlauf des mittleren Wärmeübergangskoeffizienten für freie Konvektion in Abhängigkeit der treibenden Temperaturdifferenz zwischen Wand und Sättigungstemperatur bei einem Systemdruck von 13 mbar.

Die in Abbildung A.3.3 gezeigten Zahlenwerte stellen somit die Minimalwerte der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten ohne Blasenbildung dar. Den Angaben von Gorenflo [50] folgend sind dabei typischerweise Unsicherheiten  $\pm 20\%$  zugrunde zu legen. Außerdem ist die Verwendung der Stoffdaten bei Sättigungstemperatur  $T_{\text{Sat}}$  anstelle bei der mittleren Temperatur zwischen Wand- und Arbeitsmittel- bzw. Freistromtemperatur zu berücksichtigen.

Neben der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  – als treibende Temperaturdifferenz der Konvektionsströmung – wird der mittlere Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_m$  an den betrachteten Rändern von den angrenzenden Strömungen beeinflusst. Dies soll anhand von Abbildung A.3.4 verdeutlicht werden. Der Temperaturplot entstammt dabei den Ergebnissen des ersten Simulationsmodells für einen Systemdruck von 10 mbar (vgl. [197]). Hierbei ist das Arbeitsmittel im Siedebehälter und damit die Fluidodynamik Bestandteil der Simulationen. Das Arbeitsmittel ist durch die obere Fläche repräsentiert und wird nach unten durch die Glattprobe und zur rechten Seite durch die Siedebehälterwand begrenzt. Die im Arbeitsmittelbad und an der Glattprobe vorliegenden Temperaturen, die durch die Temperaturskala an der rechten Seite einzusehen sind, gehen daraus hervor. Zusätzlich zeigen die roten

Pfeile die Strömungsrichtung und ihre Intensität. Um die sich ausbildenden Konvektionswalzen im Fall der freien Konvektion deutlicher hervorzuheben, sind außerdem gebogene Pfeile (pink) eingetragen. Der Pfeil in vier Richtungen (gelb) beschreibt die Bewegung des Arbeitsmittels, wie sie im Falle des Blasensiedens auftritt.

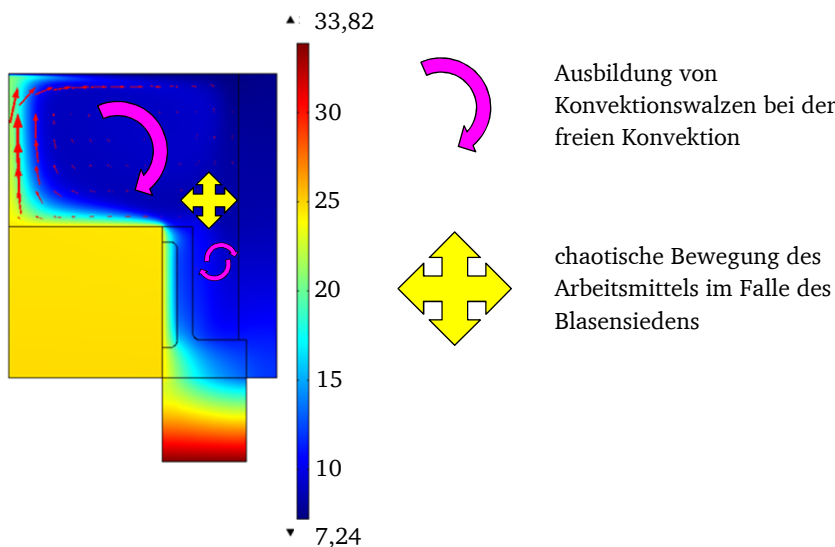


Abbildung A.3.4: Ausbildung von Konvektionswalzen und Fluidbewegung beim Blasensieden. Basierend auf [197].

Wie aus Abbildung A.3.4 hervorgeht, wird das Arbeitsmittel im unteren Bereich (kleinere gebogene Pfeile) durch das Arbeitsmittel im oberen Bereich beeinflusst. Betrachtet man den unteren Bereich, so stellt die linke Begrenzungslinie die Randbedingung RB 4 des Probenaufbaus der Proben 1 – 4 und die untere Begrenzungslinie die Randbedingung RB 5 beider Probenaufbauten der hier behandelten Modelle dar (vgl. Abbildung A.3.4).

Im Fall des konvektiven Siedens ist nach diesem Ergebnis davon auszugehen, dass die Konvektionswalzen eine gegenläufige Strömungsrichtung haben. Dabei wird angenommen, dass die obere Konvektionswalze, die aufgrund der höheren treibenden Temperaturdifferenzen stärker ausgeprägt ist, die untere beeinflusst und sich dabei selbst etwas verändert. Somit wird ersichtlich, dass die Wärmeübergänge an das angrenzende Arbeitsmittelbad (RB 3, 4, 5 und 12) grundsätzlich sowohl den Charakter der freien Konvektion ( $Nu = f(Gr \cdot Pr)$ ) als auch den der Mischkonvektion ( $Nu = f(Re \cdot Gr \cdot Pr)$ ) besitzen (vgl. Abbildung A.3.4 mit Abbildung A.3.1). Beim Einsetzen des Blasensiedens (vgl. Pfeil in vier Richtungen) wird dies aufgrund der zusätzlich hervorgerufenen Bewegung des Arbeitsmittels noch deutlich intensiviert. Streng genommen müssten die mittleren Wärmeübergangskoeffizienten folglich nach den Vorgaben von Klan und Thess [76] für den Fall „Mischkonvektion“, d. h. der Überlagerung von freier und erzwungener Konvektion, bestimmt werden. Für die Maximalwertabschätzung ist hingegen die Wahl einer sinnvollen unteren Begrenzung des Parameterraums ausreichend, weshalb ausschließlich die berechneten Zahlenwerte der freien Konvektion herangezogen werden. Auf Grundlage dessen und den Ergebnissen eines ersten Simulationsdurchlaufs wird sich an einer treibenden Temperaturdifferenz von in etwa 1 K orientiert und es werden schließlich folgende Zahlenwerte als **untere Begrenzung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten** in Tabelle A.4 angenommen:  $\alpha_{RB3} = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ ,  $\alpha_{RB4} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ ,  $\alpha_{RB5} = 300 \text{ W/(m}^2\text{K)}$  und  $\alpha_{RB12} = 500 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ .

Für die Auswahl der oberen Begrenzung des Parameterraums werden neben diesen Ergebnissen Literaturangaben von Herwig [58] herangezogen. Hier werden für Flüssigkeiten mit einer Prandtl-Zahl von ca. 10 – was für Wasser bei 13 mbar in etwa zutrifft – typische Zahlenwerte für  $\alpha_m$  bei

natürlicher Konvektion zwischen 100 und 600 W/(m<sup>2</sup>K), bei erzwungener Konvektion zwischen 500 und 10000 W/(m<sup>2</sup>K) und bei der Verdampfung zwischen 1000 und 100000 W/(m<sup>2</sup>K) angegeben. Darüber hinaus hat die Analyse der eigenen Messdaten ergeben, dass – in Bezug zur Basisfläche  $A_{\text{Basis}}$ , über die der Wärmestrom zugeführt wird – bestenfalls mittlere Wärmeübergangskoeffizienten um die 5000 W/(m<sup>2</sup>K) vorliegen. Da es an keiner der Randbedingungen von selbst zur Initiierung des Blasensiedens kommt, wird die **obere Begrenzung der mittleren Wärmeübergangskoeffizienten** abgeschätzt. Als Zahlenwert wird derjenige der unteren Begrenzung mit drei multipliziert (vgl. Tabelle A.4). Werte für die Glattprobe werden dabei nicht separat angepasst, da die Wärmeleitwiderstände, die durch die PP-Isolierung und die Dampfkammer gegeben sind, einen deutlich größeren Widerstand als die Wärmübergänge darstellen und in diesem Fall keine signifikante Änderung zu erwarten ist.

### Berechnung und Auswahl der äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten

Bei dem in Abschnitt A.3.1 beschriebenen Simulationsmodell werden sämtliche Flächen als Festkörper betrachtet. Während der Wärmetransport entlang der tatsächlichen „Festkörper-Flächen“ ausschließlich durch reine Wärmeleitung entlang dieser erfolgt und zur Berechnung die Auswahl entsprechender Wärmeleitfähigkeiten aus Tabellenwerken ausreichend ist, liegen bei den Flächen, in denen während der Versuche eine reine Wasserdampfatosphäre vorliegt, andere Bedingungen vor. Hier kann der Wärmetransport durch Konvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung erfolgen. Dies betrifft zum einen die in Abbildung A.3.5 gelb markierte Dampfkammer (Fläche I), bei der die Realisierung der reinen Wasserdampfatosphären-Bedingungen über speziell angebrachte „Belüftungsbohrungen“ in Richtung des nach unten angrenzenden Dampftraumes realisiert wurde (vgl. rechtes Bild). Zum anderen betrifft es den orange markierten Raum bzw. Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III).

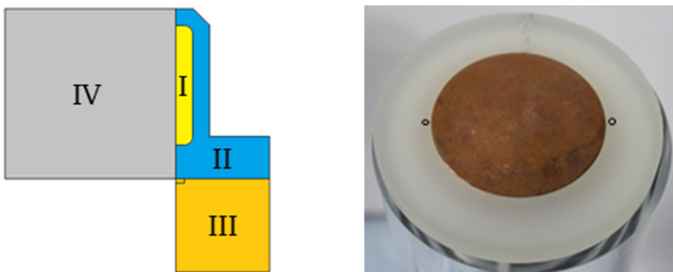


Abbildung A.3.5: Visualisierung der Regionen, in denen während der Versuche reine Wasserdampfatosphäre vorliegt (links) und Markierung der Belüftungsbohrungen (schwarze Kreise), um dies innerhalb der Dampfkammer zu realisieren (rechts).

Zur Berechnung geeigneter Wärmeleitfähigkeiten innerhalb dieser Flächen werden die Berechnungsgrundlagen von Klan und Thess [77] für den Fall „Wärmeübergang durch freie Konvektion: Innenströmung“ als Annäherung herangezogen. Demnach können die Wärmeströme durch Konvektion/Leitung und Strahlung unabhängig voneinander ermittelt und als deren Summe innerhalb eines einzelnen äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten  $\lambda_{\text{SLK}}$  zusammengefasst werden, wenn die Temperaturen der beteiligten Oberflächen aufgeprägt sind. Dies wird in den vorliegenden Fällen als gegeben betrachtet.

Der gesamte, zwischen den Oberflächen übertragene Wärmestrom kann entsprechend über die Gleichung [77]

$$\dot{Q} = A \cdot \frac{\lambda_{\text{SLK}}}{L} \cdot (T_1 - T_2) \quad (\text{A.3.8})$$

bestimmt werden. Der darin enthaltene äquivalente Gesamtwärmeleitkoeffizient  $\lambda_{\text{SLK}}$  entspricht hier der Summe aus dem äquivalenten Wärmeleitkoeffizienten für Strahlung  $\lambda_{\text{S}}$  und dem äquivalenten Wärmeleitkoeffizienten für Konvektion und Wärmeleitung  $\lambda_{\text{LK}}$ , d. h.  $\lambda_{\text{SLK}} = \lambda_{\text{S}} + \lambda_{\text{LK}}$ .  $L$  stellt die charakteristische Länge des Wärmeübergangsproblems und  $T_1$  sowie  $T_2$  stellen die Oberflächentemperaturen dar.

Auf Grundlage dessen werden für die Maximalwertabschätzung zu erwartende äquivalente Gesamtwärmeleitkoeffizienten  $\lambda_{\text{SLK}}$  innerhalb der Dampfkammer (Fläche I) sowie des Spalts zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III) bestimmt. Im Folgenden werden die dafür herangezogenen Berechnungsgrundlagen und die Berechnung von  $\lambda_{\text{S}}$  sowie  $\lambda_{\text{LK}}$  und damit  $\lambda_{\text{SLK}}$  für beide Flächen beschrieben.

Der äquivalente Wärmeleitkoeffizient für Strahlung  $\lambda_{\text{S}}$  wird nach der Gleichung [77]

$$\lambda_{\text{S}} = 4 \cdot L \cdot C_{12} \cdot T_{\text{m}}^3 \quad (\text{A.3.9})$$

berechnet. Dabei wird die charakteristische Länge  $L$  der Dampfkammer durch die Gleichung [77]

$$L = \sqrt{r_{\text{a}} \cdot r_{\text{i}}} \cdot \ln \frac{r_{\text{a}}}{r_{\text{i}}} \quad (\text{A.3.10})$$

bestimmt. Hier sind  $r_{\text{a}}$  und  $r_{\text{i}}$  der begrenzende äußere und innere Radius der Dampfkammer. Für den Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung wird zur Berechnung von  $L$  hingegen der Abstand zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung herangezogen (vgl. u. a. Abbildung 5.3 sowie Abbildung A.3.1).

Die in Gleichung (A.3.9) einfließenden Strahlungsaustauschzahlen  $C_{12}$  werden nach den Berechnungsvorschriften von Kabelac und Vortmeyer [71] zur „Strahlung technischer Oberflächen“ bestimmt. Dies erfolgt bei der Dampfkammer (DK) über die Gleichung

$$C_{12} = C_{\text{DK}} = \frac{\sigma_{\text{S}}}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{Cu-ETP,Zyl}}} + \frac{A_{\text{Cu-ETP,Zyl}}}{A_{\text{PI}}} \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon_{\text{PI}}} - 1 \right)} \quad (\text{A.3.11})$$

und für den Spalt zwischen dem Heizerstumpf (HS) und der Probenisolierung (PI) über:

$$C_{12} = C_{\text{HSPI}} = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_{\text{HS}}} + \frac{1}{\varepsilon_{\text{PI}}} - 1} \quad (\text{A.3.12})$$

Die Stefan-Boltzmann Konstante beträgt  $\sigma_{\text{S}} = 5,6704 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$  und die Emissionsverhältnisse  $\varepsilon$  werden an den entsprechenden Rändern für die Maximalwertabschätzung in beiden betrachteten Fällen einheitlich mit Zahlenwerten von eins angenommen.

Der äquivalente Wärmeleitkoeffizient für Konvektion und Wärmeleitung  $\lambda_{\text{LK}}$  ist nach Klan und Thess [77] als Produkt aus der Nußelt-Zahl (Index „ $L$ “ für die zugehörige charakteristische Länge) und der Wärmeleitfähigkeit des Wasserdampfes  $\lambda_{\text{WD}}$  über die Gleichung

$$\lambda_{\text{LK}} = Nu_L \cdot \lambda_{\text{WD}} \quad (\text{A.3.13})$$

zu berechnen. Da die notwendige Bedingung zur Ausbildung einer Konvektionsströmung nicht erreicht wird, kommt es innerhalb beider Flächen ausschließlich zur Wärmeübertragung durch Wärmeleitung. So liegen die für die Abschätzung bestimmten Zahlenwerte der Rayleigh-Zahl deutlich unterhalb der kritischen Rayleigh-Zahl  $Ra_{\text{krit}}$  (vgl.  $Ra_{\text{krit}} = 1707,7$  für zwei feste isotherme Wände

in Unterkapitel 2.2). Die Nußelt-Zahl wird zu 1 und damit  $\lambda_{LK} = \lambda_{WD}$ . Die Wärmeleitfähigkeit des Wasserdampfes  $\lambda_{WD}$  wird bei der zugehörigen Referenztemperatur, d. h. der mittleren Temperatur in den Wasserdampfkammern  $T_m$ , über die Gleichung

$$T_m = \frac{1}{2}(T_1 + T_2) \quad (\text{A.3.14})$$

berechnet. Dabei wird für  $T_1$  die Proben- bzw. Heizertemperatur ( $T_p$  bzw.  $T_H$ ) gewählt und für  $T_2$  als erste Annäherung die geringstmögliche. Dies ist die zum Systemdruck von 13 mbar gehörende Sättigungstemperatur  $T_{\text{Sat}}$ .

In Abbildung A.3.6 sind die auf Grundlage dessen berechneten äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten für die Dampfkammer  $\lambda_{\text{SL,DK}}$  (Fläche I) und in Abbildung A.3.7 für den Spalt zwischen Heizerstumpf und Probenisolierung  $\lambda_{\text{SL,HSPI}}$  (Fläche III) jeweils in Abhängigkeit der dort vorliegenden mittleren Temperaturen aufgetragen.

Anhand dieser Gegenüberstellung sollen die Einflüsse der in den jeweiligen Spalten vorliegenden Temperatur, der Spaltgeometrie sowie des maximierten Strahlungsanteils (Emissionskoeffizienten ( $\varepsilon = 1$ )) auf den äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten  $\lambda_{\text{SL}}$  verdeutlicht werden. Die Achsenskalierung der Ordinate gestattet dabei die bessere Vergleichbarkeit.

Wie man beim direkten Kurvenvergleich erkennen kann, ist der äquivalente Gesamtwärmeleitkoeffizient im Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III) größer als innerhalb der Dampfkammer (Fläche I). Dies ist primär den geometrischen Dimensionen, aber auch den dort vorliegenden höheren mittleren Temperaturen zuzuschreiben. In der Dampfkammer dominiert die Wärmeleitung, während im Raum zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III) der Strahlungsanteil einen deutlich größeren Beitrag leistet.

Im Hinblick auf die Maximalwertabschätzung ergeben sich demnach zwei Extrema. Der thermische Widerstand ist am größten, wenn nur die Wärmeleitung des Wasserdampfes angenommen wird. Er ist entsprechend am kleinsten, wenn davon ausgegangen wird, dass der maximal mögliche Wärmestrahlungsanteil zum Tragen kommt.

Für das Simulationsziel, die **maximalen Wärmeverluste** zu bestimmen (vgl. Tabelle A.4), wird nach Abbildung A.3.6 innerhalb der Dampfkammer schließlich stets der mögliche Maximalwert des äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten mit  $\lambda_{\text{SL,DK}} = 0,029 \text{ W/(K m)}$  angenommen. Im Gegensatz dazu wird für den äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten im Spalt zwischen Heizerstumpf und Probenisolierung (Fläche III) der Minimalwert mit  $\lambda_{\text{SL,HSPI}} = 0,02 \text{ W/(K m)}$  verwendet (vgl. Abbildung A.3.7). Dies entspricht der Wärmeleitfähigkeit des reinen Wasserdampfes  $\lambda_{\text{L,HSPI}}$ .

Im Hinblick auf die **maximalen Wärmegewinne** werden sowohl der Maximalwert für den äquivalenten Gesamtwärmeleitkoeffizienten im Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der Probenisolierung (Fläche III) als auch der äquivalente Gesamtwärmeleitkoeffizient für die Dampfkammer (Fläche I) verwendet. Die Werte werden der Abbildung A.3.6 und Abbildung A.3.7 mit  $\lambda_{\text{SL,HSPI}} = 0,12 \text{ W/(K m)}$  und  $\lambda_{\text{SL,DK}} = 0,029 \text{ W/(K m)}$  entnommen. Dabei werden die Größenordnungen der nach Abbildung A.3.2 ausgewählten Proben- und Heizertemperaturen berücksichtigt.

Anzumerken ist, dass selbst bei der Wahl der maximal möglichen Emissionskoeffizienten der äquivalente Gesamtwärmeleitkoeffizient mit dem Zahlenwert von  $\lambda_{\text{SL,HSPI}} = 0,12 \text{ W/(K m)}$  noch deutlich unterhalb der Wärmeleitfähigkeit von Polypropylen mit  $\lambda_{\text{PP}} = 0,22 \text{ W/(K m)}$  liegt.



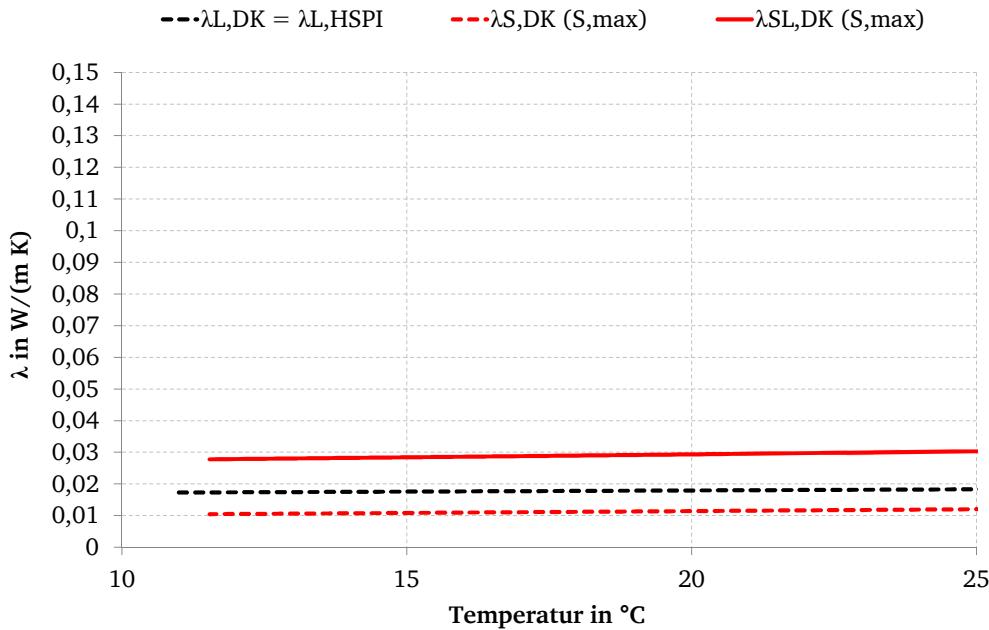


Abbildung A.3.6: Minimal- und Maximalwert der Wärmeleitfähigkeit innerhalb der Dampfkammer (Fläche I) in Abhängigkeit der dort vorliegenden mittleren Temperaturen.

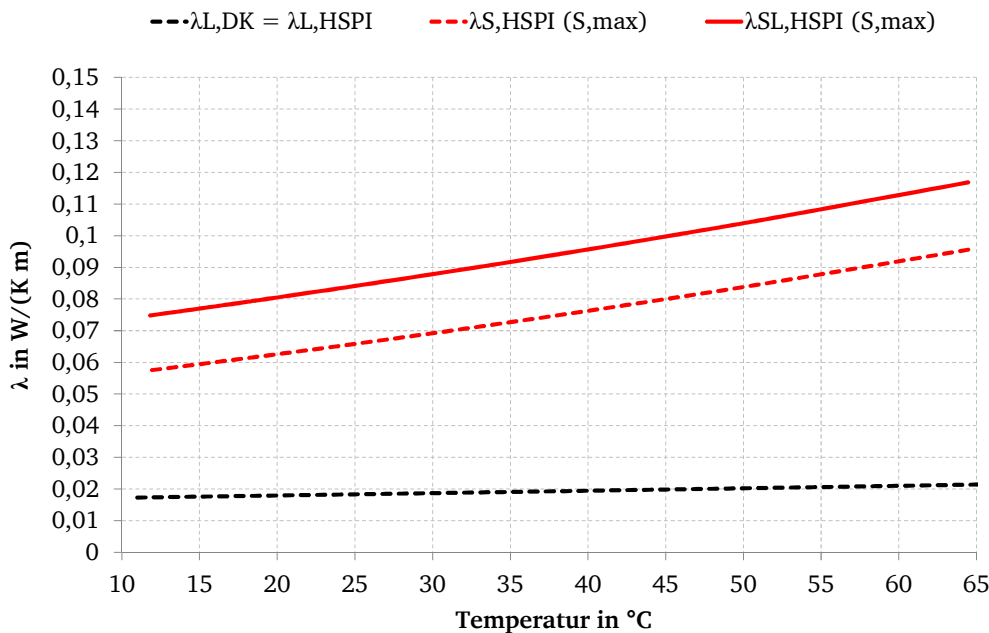


Abbildung A.3.7: Minimal- und Maximalwert der Wärmeleitfähigkeit im Spalt zwischen dem Heizerstumpf und der PP-Isolierung (Fläche III) in Abhängigkeit der dort vorliegenden mittleren Temperaturen.

### A.3.3 Simulationsergebnisse

In Abbildung A.3.8 sind die Simulationsergebnisse der Maximalwertabschätzung dargestellt. Dabei ist der prozentuale Anteil der Wärmestromdichte entlang der Mantelfläche des Grundträgers der Probe  $\dot{q}_{MGT}$  in Bezug zur am Probengrundträger zugeführten bzw. gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  als Funktion der Probentemperatur  $t_P$  aufgetragen. Die unterschiedlichen Bezugsflächen sind dabei entsprechend der Gleichung (6.3) berücksichtigt. Der Bildausschnitt auf der rechten Seite deutet die Richtung der Wärmestromdichte analog zu Abbildung 6.2 an. Positive Zahlenwerte entsprechen demzufolge Wärmeverlusten und negative Werte Wärmegewinnen. Die Zahlenwerte sind dabei durch die Integration der Wärmestromdichte entlang der pinkfarbenen Linie bestimmt.

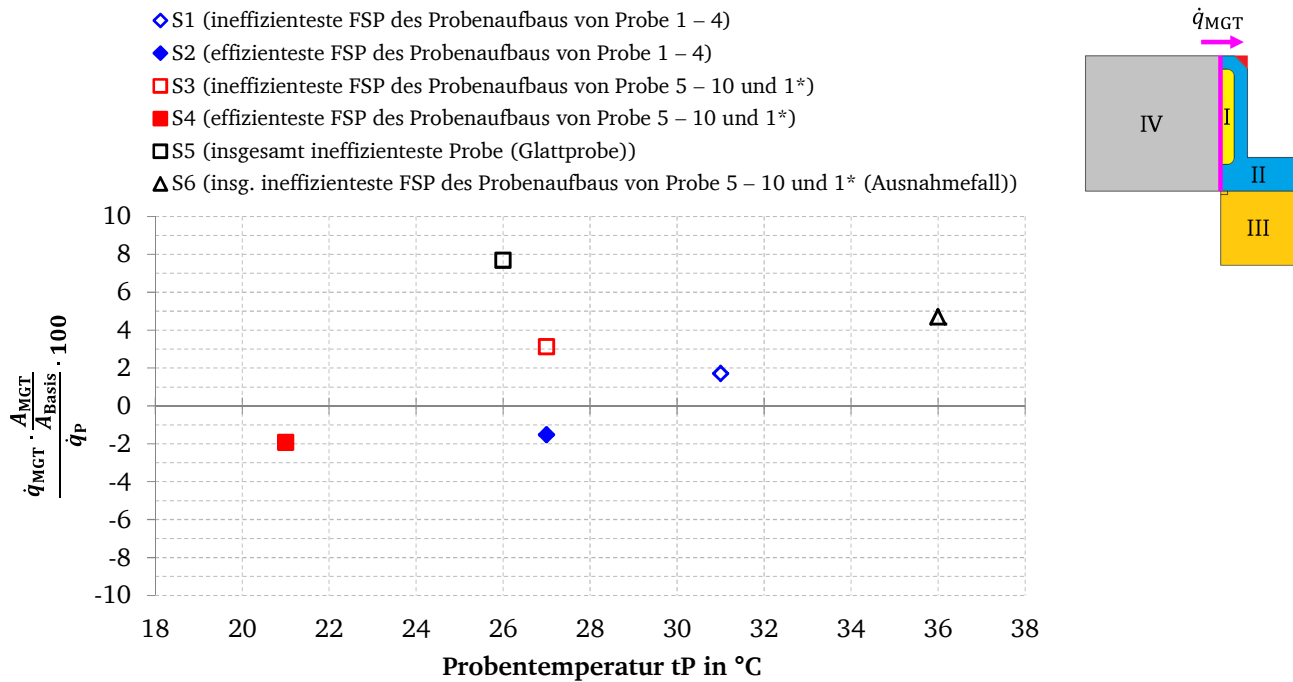


Abbildung A.3.8: Simulationsergebnisse der Maximalwertabschätzung.

Wie die Simulationsergebnisse für den untersuchten Parameterraum zeigen, liegen die maximal zu erwartenden Wärmeverluste bzw. -gewinne bei den Faserstrukturproben in Bezug zum Anteil der am Probengrundträger zugeführten Wärmestromdichte in einer Bandbreite von  $\pm 3,5\%$ . Lediglich für den Ausnahmefall des Probengeometrieaufbaus von Probe 5 – 10 und Probe 1\* (S6) werden etwas höhere Verluste mit einem Anteil knapp unterhalb von  $+5\%$  ermittelt. Die größten Wärmeverluste zeigen sich bei der Glattprobe (S5) mit einem Wert von ca.  $+8\%$  und moderaten Probentemperaturen.

In Anbetracht der geringen Größenordnungen und der Tatsache, dass fast ausnahmslos Proben mit Faserstrukturzylindern untersucht werden, wird bei den in Kapitel 7 gezeigten Messergebnissen stets die am Probengrundträger zugeführte Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  als Funktion der nach Gleichung (6.2) bestimmten Übertemperatur  $\Delta T$  aufgetragen. Die durch die Wärmeverluste bzw. -gewinne hervorgerufene Verfälschung dieser Messwerte wird im Rahmen eines Messunsicherheitsbeitrags berücksichtigt. Als Basis wird dabei die Veränderung der am Probengrundträger zugeführten Wärmestromdichte um  $\pm 3,5\%$  zugrundegelegt (vgl. „MU durch Wärmeverluste bzw. -gewinne“ in Anhang A.4.1).

---

## A.4 Detaillierte Erläuterung zu den Messunsicherheitsbeiträgen

---

In diesem Kapitel des Anhangs wird die Bestimmung der einzelnen Messunsicherheitsbeiträge detailliert erläutert, aus der sich das Messunsicherheitsbudget der Wärmestromdichte, der Sättigungstemperatur und der Übertemperatur (vgl. Abschnitt 6.3.4, 6.3.5 und 6.3.6) zusammensetzt.

Dabei werden grundsätzlich zunächst die Messunsicherheiten bei der Absolutwertbestimmung der Messgrößen, die aus den jeweiligen Kalibrierungen und der finalen Überprüfung der einzelnen Messketten (Datenlogger, Verkabelung und Sensor) bzw. des Messequipments zu erwarten sind, diskutiert. Daran anknüpfend werden die Messunsicherheiten aufgrund des Probenaufbaus berücksichtigt. Das jeweilige Messunsicherheitsbudget ist je nach Umfang der Unsicherheitsbeiträge und des Messziels ergänzend gezeigt. Abschließend werden die bei der Durchführung der Versuche zu berücksichtigenden Unsicherheitsbeiträge diskutiert.

Die Bestimmung des Typs der Messunsicherheit der einzelnen Einflussgröße  $u(x_i)$ , die ihr beizuzuschreibende Wahrscheinlichkeitsverteilung sowie ihr Beitrag wurden aus den Vorschlägen der Deutschen Akkreditierungsstelle [33], der Vornorm DIN V ENV 13005 [38] und denen von Kessel [72] abgeleitet. Wie in den Grundlagen zur Messunsicherheitsbetrachtung nach GUM bereits erwähnt (vgl. Abschnitt 6.3.1) handelt es sich dabei ausschließlich um Messunsicherheiten des Typs B. Bis auf einen Ausnahmefall werden dabei stets Rechteckverteilungen zugrundegelegt und die angegebene bzw. abgeschätzte obere und untere Streugrenze  $a_+$  bzw.  $a_-$  sowie die Berechnung der sich daraus ergebenden Messunsicherheit der einzelnen Einflussgröße  $u(x_i)$  genannt. Die Streugrenzen werden dabei als messunsicherheitsspezifische Maxima mit einer Überdeckungswahrscheinlichkeit von 100 % angenommen. Weitere herangezogene Quellen sind kenntlich gemacht.

In den folgenden Unterkapitel-Überschriften sind die Begriffe Messunsicherheit der einzelnen Einflussgröße  $u(x_i)$  mit MU, die kombinierte Messunsicherheit der Messgröße  $u_c(y)$  mit KMU und das Messunsicherheitsbudget mit MUB abgekürzt.

---

### A.4.1 KMU bei der Absolutwertbestimmung der Wärmestromdichte

---

Wie in Unterkapitel 5.4 (vgl. Abbildung 5.10) und Abschnitt 6.3.1 beschrieben, wird der Wärmeflussensor des Herstellers Captec Enterprise vor den Messungen kalibriert und im Anschluss an die Versuche überprüft. Die Kalibrierung und Endüberprüfung erfolgt anhand eines zweiten Referenzsensors, dessen Ausgangsspannung mit einem Digital-Multimeter (METRAHit 28S) gemessen wird. Abbildung A.4.1 zeigt zwei Bilder des dabei verwendeten Versuchsaufbaus.

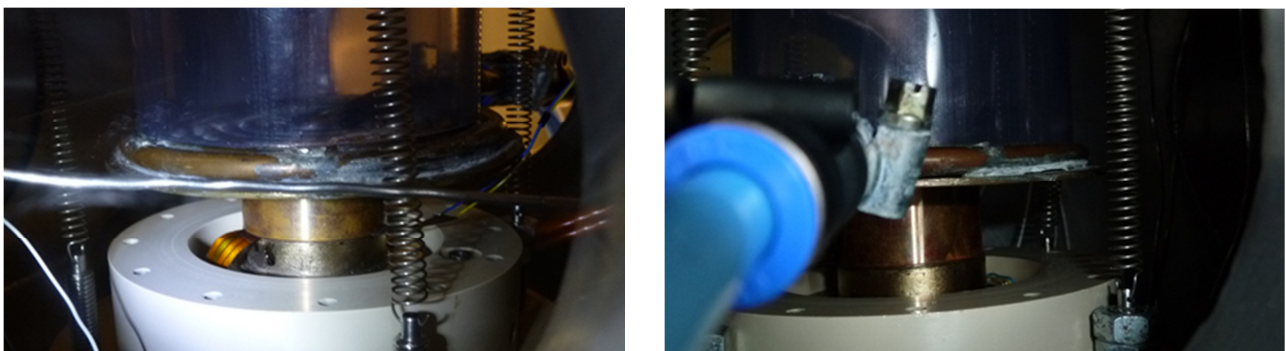


Abbildung A.4.1: Vorder- und Rückansicht des Aufbaus zur Kalibrierung und Überprüfung des Wärmeflussensors.

Der Referenzsensor ist hier zentrisch auf dem fest installierten Wärmeflussensor positioniert (vgl. auch Abbildung 5.4 links). Die vom Heizer erzeugte Wärme wird dabei durch die beiden Wärme-

flusssensoren hindurch über einen Kupferzylinder geleitet und final über eine „Coldplate“ abgeführt. Die Versuche finden in Anlehnung an die Versuche im Kühlhaus bei den vorgegebenen Solltemperaturen der Siedekennlinienmessungen statt (vgl. Tabelle 5.8). Ferner wird die maximal mögliche Temperatur am Heizer ( $t_H = 120\text{ °C}$ ) vorgegeben und die Coldplate an die Solltemperatur des Kühlhauses angepasst. Die vom Referenzwärmeﬂussensor generierte Spannung wird vom Digital-Multimeter (METRAHit 28S) gemessen und durch den vom Hersteller angegebenen Wandlungsfaktor (linearer Zusammenhang) in die zugehörige Wärmestromdichte umgerechnet. Die Messung erfolgt dabei im Kühlhaus, um einen möglichen Effekt der Thermospannung auf die Referenzmesskette aufzuheben. Dem Ausgangssignal der Messkette des fest auf dem Heizer installierten Wärmeﬂusssensors wird nun ein entsprechender Wandlungsfaktor zugeordnet und im Datenerfassungssystem hinterlegt, sodass die Werte der gemessenen Wärmestromdichte übereinstimmen (vgl. Abbildung A.4.3 links).

Im Folgenden werden die einzelnen Messunsicherheiten vorgestellt, die in die Berechnung der kombinierten Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der gemessenen Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  nach Gleichung (6.8) des Abschnitts 6.3.2 einﬂießen. Dabei werden sowohl die Messunsicherheitsbeiträge, die ausschließlich durch das Messequipment hervorgerufen werden, als auch der Unsicherheitsbeitrag, der durch den Probenaufbau hervorgerufen wird, diskutiert. Abschließend wird das sich daraus ergebene Messunsicherheitsbudget für sechs am Probengrundträger gemessene Wärmestromdichten  $\dot{q}_P$  gezeigt. Das Ergebnis der kombinierten Messunsicherheit  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  ﬂießt in Gleichung (6.11) des Abschnitts 6.3.3 ein, aus der schließlich die kombinierte erweiterte Gesamtmeßunsicherheit der gemessenen Wärmestromdichte bestimmt wird.

### MU der Referenzwärmeﬂussmessung

Die Messkette der Referenzwärmeﬂussmessung besteht aus dem Referenzwärmeﬂussensor und dem Digital-Multimeter (METRAHit 28S). Nach Herstellerinformationen betragen die Streugrenzen der Rechteckverteilung des Wärmeﬂussensors  $\pm 5\%$  des Messwerts. Die vom Wärmeﬂussensor ausgegebene Spannung wird vom Digital-Multimeter (METRAHit 28S) gemessen. Das gemessene Ausgangssignal ist laut DKD-Kalibrierschein mit einer erweiterten Messunsicherheit von  $U(\dot{q}_{PW}, \text{DMM}) = \pm 0,0002\text{ mV}$  bzw.  $\pm 0,026\text{ W/m}^2$  behaftet. Der Erweiterungsfaktor beträgt dabei  $k = 2$ . Thermospannungseffekte dieser Messkette werden durch die Messung des Ausgangssignals des Referenzwärmeﬂussensors innerhalb des Kühlhauses ausgeschlossen. Aufgrund des sehr geringen Messunsicherheitsbeitrags des Digital-Multimeters und der Vernachlässigung von Thermospannungseffekten wird für die Messunsicherheit der Referenzwärmeﬂussmessung ausschließlich die Herstellerangabe berücksichtigt. Danach wird die Messunsicherheit der Referenzwärmeﬂussmessung mit  $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM}) = 5\% \cdot \left( \frac{\text{Messwert [V]}}{\text{Wandlungsfaktor } [\mu\text{V}/(\text{W/m}^2)]} \right) / \sqrt{3}$  angenommen.

### MU des Datenloggers

Die vom zu kalibrierenden Wärmestromsensor generierte Gleichspannung wird vom Agilent Datenerfassungssystem (Agilent 34970A) erfasst. Das Auslesen des Datenloggers erfolgt mit 6 ½-Stellen. Die Messunsicherheit ist abhängig von Messwert und Messbereich. Nach den Herstellerangaben beträgt die Genauigkeit im eingestellten Messbereich von 100 mV für den Messwert  $\pm 0,005\%$  und für den Messbereich  $\pm 0,004\%$  (vgl. [2]). Anstelle einer Kalibrierung beim Hersteller wurde der Datenlogger unmittelbar vor der Messung durch eine hochpräzise Spannungsquelle (Buster Digistart 4462) überprüft. Dabei wurden sowohl eine Strom- als auch eine Spannungsmessung durchgeführt. Als Ergebnis der Spannungsmessung wurde eine maximale Abweichung beim größten Sollwert (Spannung 100 mV) von 0,0026 % gemessen. Danach sind die zuvor genannten Annahmen

der Genauigkeit bereits mit einer gewissen Sicherheit behaftet. Ferner sind laut der Bedienungsanleitung des Datenloggers [2] keine durch Rauschen verursachten Fehler zu berücksichtigen, da ca. 5 Messungen in der Sekunde durchgeführt werden (vgl. [2]). Auf Grundlage dieser Ergebnisse und der Annahme symmetrischer Schranken (Ober- und Untergrenze) wird die Messunsicherheit des Datenloggers mit  $u(\dot{q}_{PW}, DL) = \frac{(0,0050 \% \cdot \text{Messwert [V]} + 0,0040 \% \cdot \text{Messbereich [V]})}{\text{Wandlungsfaktor } [\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)]} / \sqrt{3}$  angenommen.

### MU durch Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand

Grundsätzlich wird davon ausgegangen, dass eine Messunsicherheit aufgrund der Verkabelung – die durch Thermospannungseffekte und Isolationswiderstände an den Verbindungsstellen oder durch eine Beeinflussung des Messsignals z. B. durch Magnetfelder bedingt ist – nahezu auszuschließen ist. So sind zum einen sämtliche Kabelführungen geschirmt (elektromagnetischer Schutz) und zum anderen wird die relevante Messgröße kalibriert, wobei eine entsprechende Messunsicherheit detektiert werden würde. Um dennoch eine Messunsicherheit zu berücksichtigen, wird sich an den Angaben von Schrank und Süßer [155] orientiert. Hier wurde mit einem ähnlichen Datenlogger gemessen und es wurden ebenfalls Vakuumdurchführungen verwendet. Danach werden die Streugrenzen konstant mit  $\pm 10 \text{ W}/\text{m}^2$  abgeschätzt und die angenommene Messunsicherheit ergibt sich zu  $u(\dot{q}_{PW}, VTI) = (10 \text{ W}/\text{m}^2) / \sqrt{3}$ .

### MU der Langzeitstabilität von Datenlogger und Wärmeflussensor

Diese Messunsicherheit berücksichtigt die Veränderung der gemessenen Wärmestromdichte, die während der Betriebsdauer des Datenloggers und des Wärmeflussensors auftritt.

Zur Bestimmung dieser Messunsicherheit werden die Ergebnisse eines Kalibrierpunktes des Sensors vor und nach den durchgeführten Versuchen miteinander verglichen. Die Durchführung der Kalibrierung bzw. der Endüberprüfung und der zugehörige Aufbau (vgl. Abbildung A.4.1) wurden am Anfang des Abschnitts bereits erläutert.

In Abbildung A.4.2 und Abbildung A.4.3 sind die entsprechenden Ergebnisse gezeigt.

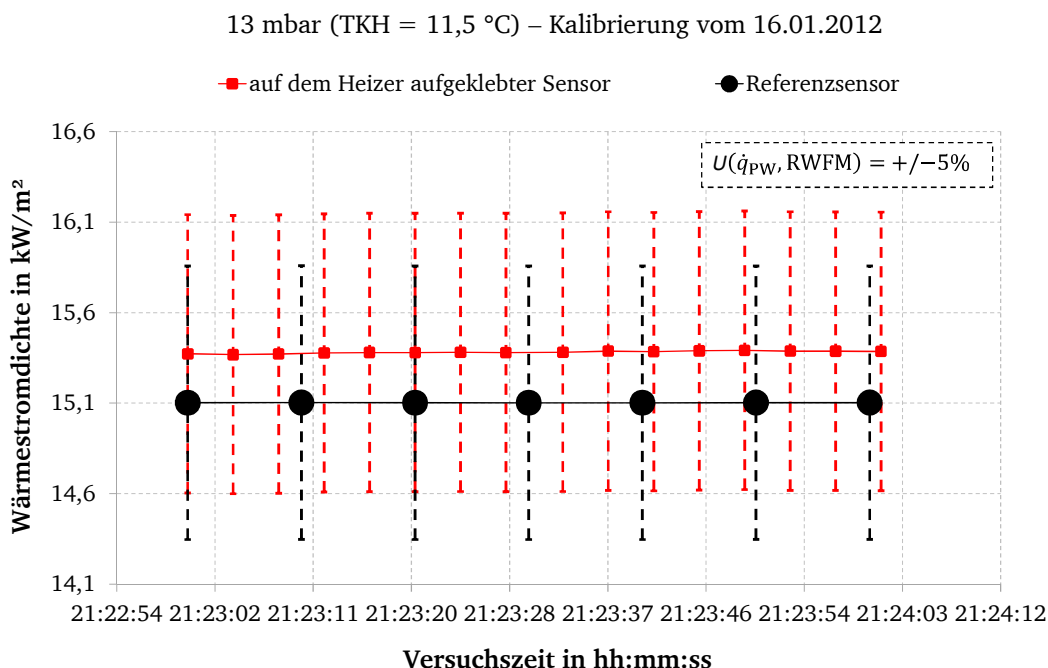


Abbildung A.4.2: Ergebnis eines Kalibrierpunktes des Wärmeflussensors vor der Versuchsdurchführung.



13 mbar (TKH = 11,5 °C) – Endüberprüfung vom 25.09.2012

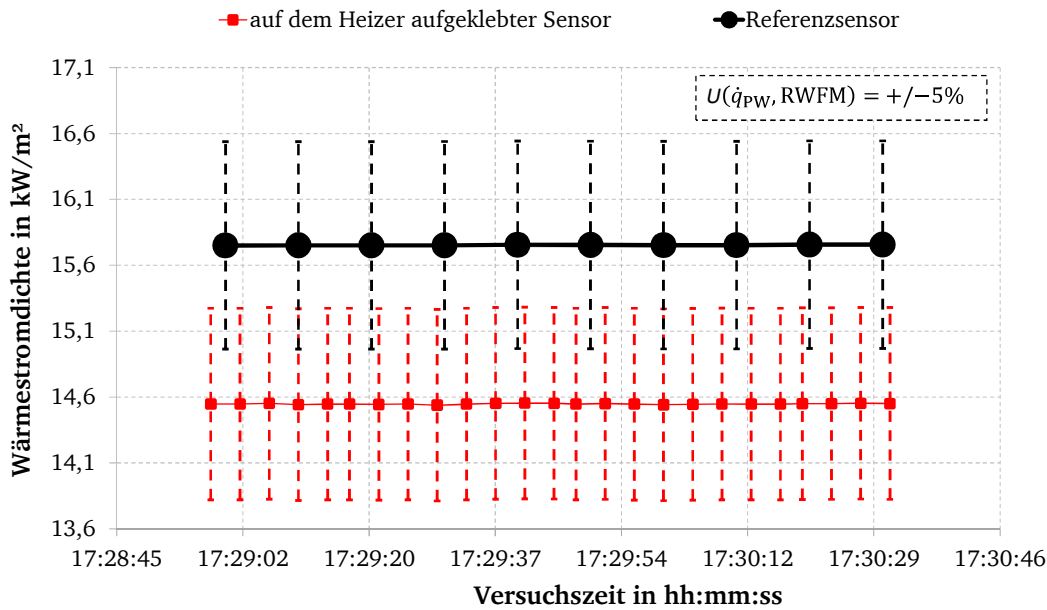


Abbildung A.4.3: Ergebnis eines Kalibrierpunktes des Wärmeflussensors nach der Versuchsdurchführung.

Dabei ist die erweiterte Messunsicherheit der Referenzwärmeflussmessung  $U(\dot{q}_{PW}, RWFM)$  mit einer Abweichung von  $\pm 5\%$  des Messwerts jeweils an beiden Messwerten als Fehlerbalken eingetragen (vgl. u. a. „MU der Referenzwärmeflussmessung“). Demnach liegt der Messwert des auf dem Heizer aufgeklebten Sensors zur Anfangs-Kalibrierung in etwa 1 % oberhalb und bei der Endüberprüfung in etwa 8 % unterhalb des Messwerts des Referenzsensors. Berücksichtigt man allein die erweiterte Messunsicherheit der Referenzwärmeflussmessung  $U(\dot{q}_{PW}, RWFM)$ , so ist keine Veränderung zu beobachten. Die Fehlerbalken überlappen einander. Es wird davon ausgegangen, dass aufgrund der sehr geringen Höhe beider Wärmeflussensoren – jeweils 0,5 mm – keine weitere Messunsicherheit durch die Kalibrierung zu erwarten ist. Außerdem wird ein Drift des Referenzsensors ausgeschlossen, da dieser ausschließlich zur Anfangs-Kalibrierung und der finalen Überprüfung verwendet wurde und über diesen Zeitraum behutsam aufbewahrt wurde. Um dennoch einen Messunsicherheitsanteil zu berücksichtigen, wird sich an der Messunsicherheit des Datenloggers orientiert (vgl. „MU des Datenloggers“). Auf Grundlage dieser Ergebnisse wird die Messunsicherheit der Langzeitstabilität des Datenloggers und des Wärmeflussensors mit

$$u(\dot{q}_{PW}, LS) = \frac{(0,0010 \% \cdot \text{Messwert [V]} + 0,0010 \% \cdot \text{Messbereich [V]})}{\text{Wandlungsfaktor } [\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)]} / \sqrt{3} \text{ abgeschätzt.}$$

#### MU durch Wärmeverluste bzw. -gewinne

Die Veränderung der gemessenen Wärmestromdichte aufgrund der Wärmeverluste bzw. -gewinne wurde im Rahmen der Maximalwertabschätzung bestimmt (vgl. Anhang A.3). Danach liegen die maximal vorliegenden Wärmeverluste bzw. -gewinne der Faserstrukturproben im Hinblick auf die Veränderung der gemessenen Wärmestromdichte in einer Bandbreite von  $\pm 3,5\%$  des Messwerts und für den „Ausnahmefall“ mit knapp unterhalb von  $+5\%$  des Messwerts etwas höher. Die größten Wärmeverluste wurden mit einem Wert von maximal  $+8\%$  des Messwerts für die Glattprobe bei moderaten Probertemperaturen im Bereich des konvektiven Siedens bestimmt. Aufgrund der Tatsache, dass die Faserstrukturen im Fokus dieser Arbeit stehen, werden die Streugrenzen als symmetrisch angenommen und mit  $\pm 3,5\%$  des Messwerts geschätzt. Danach ergibt sich die Messunsicherheit zu

$$u(\dot{q}_{PW}, WVG) = \frac{(3,5 \% \cdot \text{Messwert [V]})}{\text{Wandlungsfaktor } [\mu\text{V}/(\text{W}/\text{m}^2)]} / \sqrt{3}.$$

## MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der gemessenen Wärmestromdichte

Unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Messunsicherheitsbeiträge  $u(x_i)$  ergibt sich die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ , die durch das Messequipment und den Probenaufbau hervorgerufen wird, nach der in Abschnitt 6.3.2 gezeigten Gleichung (6.8). Tabelle A.5 zeigt das daraus bestimmte Messunsicherheitsbudget der Wärmestromdichte in Bezug zur am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  für sechs verschiedene Messwerte. Die erweiterte kombinierte Messunsicherheit ist entsprechend der Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilung mit dem Erweiterungsfaktor  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  bestimmt.

Tabelle A.5: Messunsicherheitsbudget der gemessenen Wärmestromdichte für verschiedene Messwerte.

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 1,4  | 1                             | Rechteck                           | 3,0                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 23,6                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 48,3                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 23,6                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 1,0  | 1                             | Rechteck                           | 1,5                  |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 50                                 | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 8,3                                | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 14,4                               | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 28,8                               | %                    |

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 7,2  | 1                             | Rechteck                           | 36,3                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 11,4                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 23,2                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 11,4                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 5,1  | 1                             | Rechteck                           | 17,8                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 250                                | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 12,0                               | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 20,8                               | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 8,3                                | %                    |

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 14,4   | 1                             | Rechteck                           | 55,3                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 4,1  | 1                             | Rechteck                           | 4,4                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 8,9                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 4,3                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 10,1   | 1                             | Rechteck                           | 27,1                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 500                                | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 19,4                               | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 33,6                               | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 6,7                                | %                    |

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 28,9   | 1                             | Rechteck                           | 63,7                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 4,1  | 1                             | Rechteck                           | 1,3                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 2,5                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,0  | 1                             | Rechteck                           | 1,2                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 20,2   | 1                             | Rechteck                           | 31,2                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 1000                               | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 36,2                               | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 62,6                               | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 6,3                                | %                    |

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 72,2   | 1                             | Rechteck                           | 66,5                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 4,1  | 1                             | Rechteck                           | 0,2                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 0,4                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,1  | 1                             | Rechteck                           | 0,2                  |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 50,5   | 1                             | Rechteck                           | 32,6                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 2500                               | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 88,5                               | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 153,2                              | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 6,1                                | %                    |

| Einflussgröße                                     | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in W/m <sup>2</sup> | Sensitivitäts-<br>koeffizient | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil<br>$u_c$ in % |
|---|--|-------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{RWFM})$                    | 1299,0   | 1                             | Rechteck                           | 67,1                 |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{DL})$                      | 5,3  | 1                             | Rechteck                           | 1,1E-03              |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{VTI})$                     | 5,8  | 1                             | Rechteck                           | 1,3E-03              |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{LS})$                      | 4,3  | 1                             | Rechteck                           | 7,3E-04              |
| $u(\dot{q}_{PW}, \text{WVG})$                     | 909,3  | 1                             | Rechteck                           | 32,9                 |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung        |  |                               | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                      |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$                 |  |                               | 45000                              | W/m <sup>2</sup>     |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$            |  |                               | 1585,7                             | W/m <sup>2</sup>     |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$ |  |                               | 2746,5                             | W/m <sup>2</sup>     |
| Anteil an $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                 |  |                               | 6,1                                | %                    |

Wie der Vergleich der Ergebnisse in Tabelle A.5 zeigt, liegt eine Abhängigkeit der erweiterten kombinierten Messunsicherheit  $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  von der gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  vor. Demnach sinkt der prozentuale Anteil an dem betrachteten Messwert mit steigender Wärmestromdichte von  $\pm 28,8$  % bei einer gemessenen Wärmestromdichte von 50 W/m<sup>2</sup> auf  $\pm 6,1$  % bei einer gemessenen Wärmestromdichte von 45000 W/m<sup>2</sup>. Der Abfall erfolgt in den Bereichen niedriger Wärmestromdichten sehr schnell, sodass bei einer Wärmestromdichte von 250 W/m<sup>2</sup> der Anteil nur noch bei  $\pm 8,3$  %, bei 500 W/m<sup>2</sup> bei  $\pm 6,7$  % und bei 1000 W/m<sup>2</sup> bei  $\pm 6,3$  % liegt. Ab einer gemessenen Wärmestromdichte von 2500 W/m<sup>2</sup> lassen sich keine Änderungen mehr erkennen. Der

Grund hierfür ist, dass zum einen die als konstant angenommene Messunsicherheit von Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand  $u(\dot{q}_{PW}, VTI)$  bei den niedrigen Wärmestromdichten einen prozentual größeren Beitrag an  $U_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  leistet. Zum anderen äußert sich der Messunsicherheitsbeitrag, der durch den eingestellten Messbereich am Datenlogger hervorgerufen wird. Dieser fließt innerhalb der Messunsicherheit des Datenloggers  $u(\dot{q}_{PW}, DL)$  und der Messunsicherheit der Langzeitstabilität von Datenlogger und Wärmeflussensor  $u(\dot{q}_{PW}, LS)$  ein (vgl. „MU des Datenloggers“ und „MU der Langzeitstabilität von Datenlogger und Wärmeflussensor“).

In den Bereichen höherer Wärmestromdichten, die für die Interpretation der Messergebnisse bedeutender sind, dominieren die Messunsicherheitsbeiträge der Referenzwärmeflussmessung  $u(\dot{q}_{PW}, RWFM)$  und diejenigen, die durch Wärmeverluste bzw. -gewinne  $u(\dot{q}_{PW}, WVG)$  hervorgerufen werden. Dies geschieht bereits ab Wärmestromdichten von  $500 \text{ W/m}^2$ .

Die Ergebnisse der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der gemessenen Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  fließen in Gleichung (6.11) des Abschnitts 6.3.3 ein, aus der schließlich die kombinierte Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Wärmestromdichte bestimmt wird.

#### A.4.2 KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur

Analog zum Vorgehen beim Wärmeflussensor in (vgl. Anhang A.4.1), werden die für die Auswertung herangezogenen Temperaturfühler vor den Messungen kalibriert und im Anschluss an die Versuche überprüft. Die Kalibrierung und die Endüberprüfung erfolgt in einem Blockkalibrator des Herstellers AMETEK (Typ RTC-157 A). Dabei dient eine DKD zertifizierte Messkette (Physics 1000) des Herstellers Ludwig Schneider Meßtechnik GmbH als Referenz der Temperaturmessung. Dieses Set besteht aus einem hochpräzisen Messgerät mit einer Auflösung von  $0,001 \text{ }^\circ\text{C}$  und einem Mantel-Temperaturfühler.

Abbildung A.4.4 zeigt den schematischen Aufbau der Kalibrierung der Temperaturfühler.

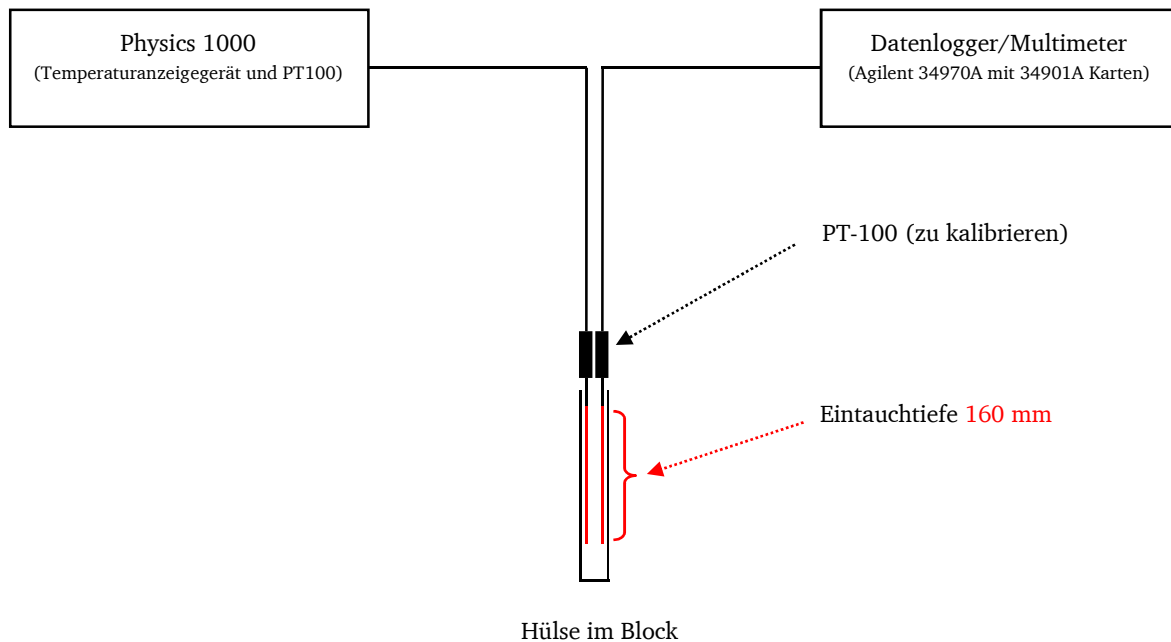


Abbildung A.4.4: Schematische Darstellung der Kalibrierung der Temperatursensoren

Hier sind sowohl die zu kalibrierenden Temperaturfühler als auch der Referenztemperaturfühler (Physics 1000) auf einer Länge von 160 mm in die Bohrungen der Hülse des Blockkalibrators einge-

---

taucht. Daher werden Wärmeableitfehler ausgeschlossen. Aluminiumoxidpulver zwischen den Spalten der Bohrungen und eine spezielle Abdeckung gewährleisten, dass die vom Blockkalibrator vorgegebene Referenztemperatur nicht beeinflusst wird.

Im Folgenden werden die einzelnen Messunsicherheiten, die in die Berechnung der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  bzw. die erweiterte kombinierte Messunsicherheit  $U_{c,A}(T)$  einfließen vorgestellt. Dabei werden ausschließlich die Messunsicherheitsbeiträge, die durch das Messequipment und den Aufbau der Kalibrierung hervorgerufen werden, diskutiert. Das Ergebnis stellt die bei der Temperaturmessung zu berücksichtigende Messunsicherheit dar, ohne jedoch die Umgebung, in der der Temperaturfühler eingesetzt wird, zu berücksichtigen. Am Ende der Ausführung werden die verwendete Berechnungsformel und das sich daraus ergebende Messunsicherheitsbudget der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  vorgestellt (vgl. „MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur“).

### **MU der Referenztemperaturmessung**

Diese Messunsicherheit stellt den erwähnten Ausnahmefall dar. Laut Kalibrierschein des Herstellers beträgt die erweiterte Messunsicherheit der Messkette zur Referenztemperaturmessung (Physics 1000) über den gesamten zertifizierten Messbereich von  $-40$  bis  $200\text{ °C}$   $U(T, \text{RTM}) = \pm 0,02\text{ K}$ . Abweichend zu den anderen Messunsicherheiten handelt es sich in diesem Fall um eine Messunsicherheit mit Normalverteilung. Der Erweiterungsfaktor ist mit  $k = 2$  angegeben. Danach wird diese Messunsicherheit mit  $u(T, \text{RTM}) = (0,02\text{ K})/2$  angenommen.

### **MU eines möglichen Drifts der Referenztemperatur-Messkette**

Obwohl die Messkette zur Referenztemperaturmessung regelmäßig nachkalibriert wird, wird ein möglicher Drift angenommen. Die Streugrenzen werden dabei mit  $\pm 0,03\text{ K}$  abgeschätzt, wonach sich die Messunsicherheit zu  $u(T, \text{DRTM}) = (0,03\text{ K})/\sqrt{3}$  ergibt.

### **MU des Datenloggers**

Die Temperaturen der zu kalibrierenden Temperaturfühler werden über den Datenlogger bestimmt. Wie im vorangehenden Anhang bereits beschrieben, kommt das Datenerfassungssystem (Agilent 34970A) zum Einsatz und wird mit 6 ½-Stellen ausgelesen. Nach den Herstellerangaben sind bei der Temperaturmessung Streugrenzen von  $\pm 0,063\text{ K}$  (für ein Jahr im Gebrauch) anzunehmen. Danach wird die Messunsicherheit mit  $u(T, \text{DL}) = (0,063\text{ K})/\sqrt{3}$  berücksichtigt.

### **MU durch Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand**

In Anlehnung an die Überlegungen des vorangehenden Anhangs werden diese Streugrenzen mit  $\pm 0,01\text{ K}$  geschätzt und die Messunsicherheit mit  $u(T, \text{VTI}) = (0,01\text{ K})/\sqrt{3}$  berücksichtigt.

### **MU des Blockkalibrators**

Die vom Blockkalibrator des Herstellers AMETEK (Typ RTC-157 A) vorgegebene Temperatur ist geringfügigen Schwankungen ausgesetzt. Für die Messunsicherheitsbeiträge werden die Herstellerangaben für die Temperaturstabilität sowie die Angaben für die radiale und axiale Homogenitätsverteilung herangezogen (vgl. [5] und [6]). Danach wird über den gesamten Temperaturbereich von  $0$  bis  $155\text{ °C}$  eine Streugrenze von  $\pm 0,045\text{ K}$  und damit eine Messunsicherheit von  $u(T, \text{BK}) = (0,045\text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

## MU der Langzeitstabilität der Temperaturmessung

Sämtliche während der Versuche verwendeten Temperaturfühler können im Laufe der Betriebszeit Veränderungen ihres Messwerts aufweisen. Zum einen erfahren die Schaltrelais der Datenloggerkarten sowie der Datenlogger selbst eine gewisse Alterung. Zum anderen sind die in der Vakuumkammer befindlichen Temperaturfühler leichten mechanischen Belastungen während des Probenwechsels ausgesetzt. Diese entstehen bei dem Temperaturfühler zur Messung der Proben temperatur beispielsweise dadurch, dass er jedes Mal aufs Neue bis zum Anschlag in die Probe hineingedrückt wird. Die anderen in der Vakuumkammer befindlichen Temperaturfühler werden für ihre Positionierung teilweise neu ausgerichtet. Obwohl Voruntersuchungen bereits ein gutes Langzeitsstabilitätsverhalten gezeigt haben und die Handhabung stets mit angemessener Sorgfalt erfolgte, kann eine Veränderung des PT-Widerstands und damit eine Veränderung des Messwerts hervorgerufen werden. Um diesen Einfluss zu überprüfen, wurde auch hier eine Endüberprüfung für die Messwerte der Temperaturfühler vorgenommen (vgl. Abbildung 5.10 in Unterkapitel 5.4).

In Abbildung A.4.5 sind die Ergebnisse der Kalibrierung vor den im Ergebnisteil der Arbeit gezeigten Versuchsergebnissen und in Abbildung A.4.6 die entsprechenden Ergebnisse der Endüberprüfung der Temperaturfühler innerhalb der Vakuumkammer für einen der vier Kalibrierpunkte gezeigt. Dabei stellt die schwarze Kurve das Messergebnis der Referenz-Messkette (Physics 1000) dar. Der Fehlerbalken zeigt die angegebene erweiterte Messunsicherheit des DKD-Kalibrierzertifikats  $U(T, \text{RTM})$ .

Wie die Kurvenverläufe zeigen, liegen sämtliche Abweichungen im Rahmen der erweiterten Messunsicherheit der Referenz-Messkette (Physics 1000). Dennoch lassen sich bei der Endüberprüfung leichte Abweichungen der Temperaturfühler untereinander erkennen, die bei der Kalibrierung vor den Versuchen nicht vorlagen. Auf Grundlage dieser Ergebnisse werden für die Berücksichtigung der Langzeitstabilität der Temperaturmessung symmetrische Streugrenzen mit  $\pm 0,02 \text{ K}$  abgeschätzt. Der Beitrag der Messunsicherheit ergibt sich zu  $u(T, \text{LS}) = (0,02 \text{ K})/\sqrt{3}$ .

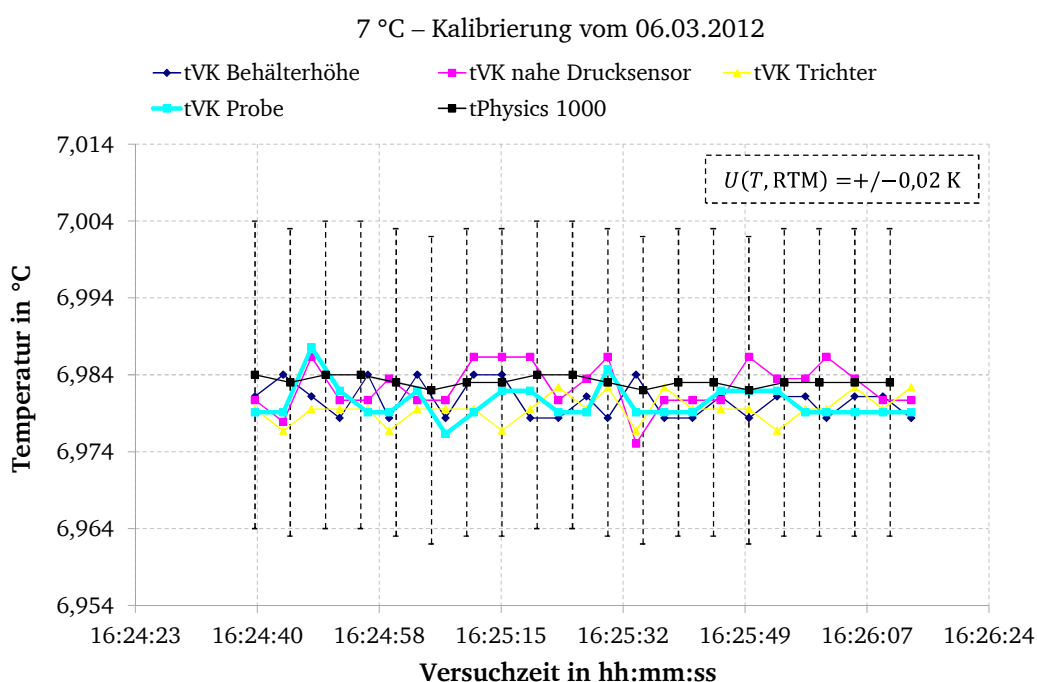


Abbildung A.4.5: Ergebnis der Kalibrierung der Temperaturfühler in der Vakuumkammer vor der Versuchsdurchführung.



### 7 °C – Endüberprüfung vom 24.09.2012

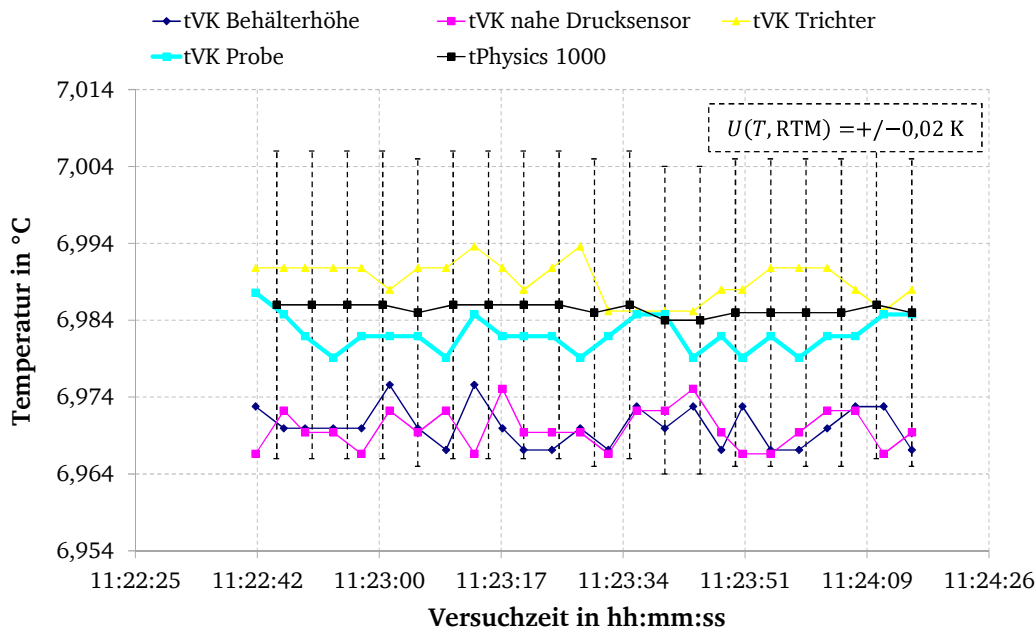


Abbildung A.4.6: Ergebnis der Endüberprüfung der Temperaturfühler in der Vakuumkammer.

### MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur

Unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Messunsicherheitsbeiträge  $u(x_i)$  und den Wahrscheinlichkeitsverteilungen ergibt sich die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  nach folgender Berechnungsgleichung:

$$u_{c,A}(T) = \sqrt{(u(T, RTM))^2 + (u(T, DRTM))^2 + (u(T, DL))^2 + (u(T, VTI))^2 + (u(T, BK))^2 + (u(T, LS))^2} \quad (A.4.15)$$

Das daraus bestimmte Messunsicherheitsbudget ist in Tabelle A.6 gezeigt.

Tabelle A.6: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Temperatur.

| Einflussgröße                              | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u(T, RTM)$                                | 0,01                              | 1                                   | Normal ( $k=2$ )                   | 3,9                     |
| $u(T, DRTM)$                               | 1,73E-02                          | 1                                   | Rechteck                           | 11,7                    |
| $u(T, DL)$                                 | 3,64E-02                          | 1                                   | Rechteck                           | 51,6                    |
| $u(T, VTI)$                                | 5,77E-03                          | 1                                   | Rechteck                           | 1,3                     |
| $u(T, BK)$                                 | 2,60E-02                          | 1                                   | Rechteck                           | 26,3                    |
| $u(T, LS)$                                 | 1,15E-02                          | 1                                   | Rechteck                           | 5,2                     |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| kombinierte MU $u_{c,A}(T)$                |                                   |                                     | 0,051                              | K                       |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(T)$     |                                   |                                     | 0,088                              | K                       |

Danach ergibt sich bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur eine erweiterte kombinierte Messunsicherheit  $U_{c,A}(T)$  von in etwa  $\pm 0,09$  K. Sie wurde entsprechend der Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilung mit dem Erweiterungsfaktor  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  bestimmt, d. h. 100 % der Messwerte liegen im Vertrauensbereich. Das Ergebnis ist für den Temperaturbereich zwischen 7 °C und 92 °C gültig. Etwaige Eigenerwärmungseffekte werden dabei nicht berücksichtigt. Wie das Ergebnis ferner zeigt wird die Hälfte des Messunsicherheitsbeitrags durch den Datenlogger  $u(T, DL)$  hervorgerufen. Der zweitgrößte Beitrag ist durch die Homogenitätsverteilung der Temperaturen des Blockkalibrators  $u(T, BK)$ , gefolgt vom abgeschätzten Drift für die Messkette zur Referenztemperaturmessung  $u(T, DRTM)$ , gegeben. Die Beiträge der Messkette zur Referenztemperaturmessung

---

$u(T, \text{RTM})$ , von Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand  $u(T, \text{VTI})$  und der Langzeitstabilität der Temperaturmessung  $u(T, \text{LS})$  sind sehr gering. Das Ergebnis der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  geht in die Berechnungsgleichung (A.4.16) des Folgeabschnitts zur Bestimmung der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur  $u_{c,A}(T_P)$  ein.

---

#### A.4.3 KMU bei der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur

---

Die Messung der Proben temperatur ist neben dem Beitrag der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  mit weiteren Messunsicherheiten behaftet. Diese werden im Folgenden diskutiert. Das Messunsicherheitsbudget der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur  $u_{c,A}(T_P)$  und die zugehörige Berechnungsgleichung werden analog zu den vorangehenden Ausführungen am Ende vorgestellt. Das Ergebnis fließt schließlich in Gleichung (6.10) des Abschnitts 6.3.2 zur Bestimmung der kombinierten Messunsicherheit der Übertemperatur von Messequipment und Probenaufbau  $u_{c,A}(\Delta T)$  ein (vgl. auch Abschnitt A.4.5).

##### KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur

Die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{c,A}(T)$  wurde im Anhang A.4.2 behandelt. Nach Tabelle A.6 wird dieser Beitrag mit  $u_{c,A}(T) = \pm 0,051 \text{ K}$  berücksichtigt.

##### MU der Eigenerwärmung des Proben temperaturfühlers

Aufgrund des Stromflusses durch den Messwiderstand des Temperaturfühlers (PT-100) wird Wärmeenergie frei. Diese führt zu einer Eigenerwärmung des Temperaturfühlers. Die Eigenerwärmung des Temperaturfühlers hängt dabei maßgeblich davon ab, in welcher Umgebung der Temperaturfühler später eingesetzt ist [113]. Für stillstehende Luft geben Nicholas und White [113] beispielsweise Streugrenzen im Bereich zwischen  $\pm 0,01 \text{ K}$  bis  $0,1 \text{ K}$  und für fließendes Wasser im Bereich zwischen  $\pm 0,001 \text{ K}$  bis  $0,01 \text{ K}$  an. Diese Angaben beziehen sich auf einen Messstrom von  $1 \text{ mA}$ , wie er hier ebenfalls vorliegt.

Für den Temperaturfühler in der Probenbohrung wird die Annahme getroffen, dass die frei werdende Wärme des Temperaturfühlers aufgrund der Wärmeleitpaste im Spalt zwischen Temperaturfühler und Bohrung gut abgeführt werden kann. In Anlehnung an die Angaben von Nicholas und White [113] werden die Streugrenzen mit  $\pm 0,01 \text{ K}$  und damit die Messunsicherheit mit  $u(T_P, \text{EE}) = (0,01 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

##### MU der Mittelwertbildung in der Probe

Die Wärmeverluste bzw. -gewinne rufen eine Veränderung der Proben temperatur in radialer Richtung hervor, wobei die Ausprägung neben der Proben- und Heizertemperatur vom Siederegime abhängt. Für das in Abschnitt A.3.3 gezeigte Simulationsergebnis des Falls der maximal auftretenden Wärmeverluste – vgl. (S6) Ausnahmefall des Probengeometrieaufbaus von Probe 5 – 10 und Probe 1\* – wurde der Temperaturverlauf in radialer Richtung analysiert. Danach kommt es auf der Höhe des Temperaturfühlers zu einem Temperaturabfall von maximal  $-0,01 \text{ K}$ . Folglich wird die Temperatur in Bezug zum gesamten Durchmesser des Probengrundträgers um höchstens  $-0,005 \text{ K}$  verändert. Unter Annahme dieses Werts als Streugrenze wird die Messunsicherheit mit  $u(T_P, \text{MP}) = (0,005 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

## MU des Wärmeableitfehlers bei der Probertemperaturmessung

Mit zunehmender Heizer- und damit auch Probertemperatur kommt es zu einem steigenden Temperaturgefälle zwischen der Probe und dem Dampfraum mit der Temperatur  $T_{\text{Sat}}$  (vgl. Abbildung 6.2). Dies hat einen Wärmeableitfehler bei der Probertemperaturmessung zur Folge. Bei der Abschätzung dieser Messunsicherheit wird sich ebenfalls an Vorgaben von Nicholas und White [113] gehalten. Dabei sind die geometrischen Verhältnisse entscheidend. Wie man den CAD-Probenzeichnungen in Abschnitt 5.2.1 und der Abbildung 6.2 entnehmen kann, ist der PT-100 Temperaturfühler mit einer Gesamteintauchtiefe von 50 mm (38 mm im Probengrundträger sowie weiteren 12 mm in der Probenisolierung) nahezu „tiefstmöglich“ in die Probe eingetaucht. Der Temperaturfühler hat einen Durchmesser von 2 mm und seine Wirklänge, die 2 mm nach der Mantelspitze beginnt, beträgt laut Hersteller (Heinz Meßwiderstände GmbH) 2 mm. Um ferner den Einfluss des Wasserdampfes auszuschließen, ist der Spalt zwischen Temperaturfühler und Bohrung mit Wärmeleitpaste ausgefüllt (vgl. Unterkapitel 5.4).

Unter Berücksichtigung dieser Aspekte ist bei dem hier vorliegenden Fall mit einem relativen Temperaturfehler von weniger als 0,0001 % zu rechnen. Dabei liegt unter Vernachlässigung der Isolierung ein sogenannter „Eintauchdurchmesser“ von 16 Durchmessern vor. Der relative Temperaturfehler entspricht nach den Vorgaben von Nicholas und White [113] einem maximalen „Temperatur-Eintauchfehler“ von 0,011 K. Er ist sehr gering und entspricht den Anforderungen, wie sie an hochpräzise Labormessungen und „Fixpunktmessungen“ gestellt werden [113]. Bei der Bestimmung wurde sich auf die maximal auftretende Temperaturdifferenz bezogen. Sie wurde mit 109,15 K angenommen ( $t_{\text{H}} = 120\text{ °C}$  und  $t_{\text{Sat}} = 10,85\text{ °C}$ ). Die Messunsicherheit wird unter Annahme dieser Streugrenze mit  $u(T_{\text{P}}, \text{WAF}) = (0,011\text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

## MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Probertemperatur

Unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Messunsicherheitsbeiträge  $u(x_i)$  ergibt sich die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Probertemperatur  $u_{\text{c,A}}(T_{\text{P}})$  nach folgender Berechnungsgleichung:

$$u_{\text{c,A}}(T_{\text{P}}) = \sqrt{(u_{\text{c,A}}(T))^2 + (u(T_{\text{P}}, \text{EE}))^2 + (u(T_{\text{P}}, \text{MP}))^2 + (u(T_{\text{P}}, \text{WAF}))^2} \quad (\text{A.4.16})$$

Das daraus bestimmte Messunsicherheitsbudget ist in Tabelle A.7 gezeigt.

Tabelle A.7: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Probertemperatur.

| Einflussgröße  | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_{\text{c}}$ in % |
|--|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|----------------------------------|
| $u_{\text{c,A}}(T)$                                      | 0,051                             | 1                                   | Rechteck                           | 96,9                             |
| $u(T_{\text{P}}, \text{EE})$                             | 5,77E-03                          | 1                                   | Rechteck                           | 1,3                              |
| $u(T_{\text{P}}, \text{MP})$                             | 2,89E-03                          | 1                                   | Rechteck                           | 0,3                              |
| $u(T_{\text{P}}, \text{WAF})$                            | 6,35E-03                          | 1                                   | Rechteck                           | 1,5                              |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung               |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                                  |
| kombinierte MU $u_{\text{c,A}}(T_{\text{P}})$            |                                   |                                     | 0,051                              | K                                |
| erweiterte kombinierte MU $U_{\text{c,A}}(T_{\text{P}})$ |                                   |                                     | 0,089                              | K                                |

Wie aus der Tabelle A.7 hervorgeht, ist der Beitrag der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $u_{\text{c,A}}(T)$  mit fast 97 % der mit Abstand dominierende Messunsicherheitsbeitrag. Die Beiträge durch die Eigenerwärmung des Probertemperaturfühlers  $u(T_{\text{P}}, \text{EE})$ , die Mittelwertbildung in der Probe  $u(T_{\text{P}}, \text{MP})$  und den Wärmeableitfehler bei der Probertemperaturmessung  $u(T_{\text{P}}, \text{WAF})$  sind bei der betrachteten Probertemperatur, d. h. bis zu einem Wert von 36 °C, zu vernachlässigen. Demnach liegt auch nahezu keine Veränderung im Vergleich zu den Er-

---

gebnissen bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur vor (vgl. „MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur“ im Anhang A.4.2“). Die erweiterte kombinierte Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur  $U_{c,A}(T_P)$  beträgt  $\pm 0,09$  K. Sie wurde entsprechend der vorliegenden Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit einem Erweiterungsfaktor  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  berechnet.

---

#### A.4.4 KMU bei der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur

---

Die Sättigungstemperatur  $t_{\text{Sat}}$  wird unter der Zuhilfenahme der Wasserdampf tafeln [192] aus dem gemessenen Systemdruck bestimmt. Der Systemdruck wird dabei über einen Absolutdruck aufnehmer des Herstellers MKS Instruments Deutschland GmbH (Typ Baratron 627B) gemessen. Dieser wurde unmittelbar vor den Messungen vom Hersteller kalibriert. Das Ausgangssignal des Drucksensors ist eine Spannung, die vom Datenlogger aufgezeichnet wird. Diese variiert bei einer Veränderung des Drucks im angegebenen Messbereich von 0,02 bis 100 mbar entsprechend zwischen 0 bis 10 V. Dabei ist ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Spannung zugrundegelegt.

Als Voraussetzung für eine genaue Messung ist der Drucksensor nach dem Anschluss an die Messdatenerfassung auf einen geringstmöglichen Referenzdruck zu justieren (Nullpunktjustierung). Dies geschieht, indem der Absolutdruck aufnehmer an einem Turbopumpenmessstand (TurboCube®-Pumpstand TSH 071/TSU 071) des Herstellers Pfeiffer Vacuum GmbH angeschlossen wird. Mit diesem ist ein Enddruck  $p \leq 1 \cdot 10^{-7}$  mbar erreichbar. Um den Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Messkette Drucksensor-Messdatenerfassung zu berücksichtigen, wird der Turbopumpenmessstand dabei in das Kühlhaus geschoben.

Analog zur Endüberprüfung der gemessenen Wärmestromdichte und der Temperaturen (vgl. Anhang A.4.1 und A.4.2) erfolgt die Überprüfung der Nullpunktjustierung der Messkette (Drucksensor-Verkabelung-Datenlogger) im Anschluss an die Versuche. Aufgrund der geringen Differenz der Ergebnisse werden die beiden Messunsicherheitsbeiträge innerhalb einer Messunsicherheit zusammengefasst (vgl. „MU Nullpunktjustierung“  $u(T_{\text{Sat}}, N)$ ).

Bei den im Folgenden gezeigten Betrachtungen wird stets die Annahme getroffen, dass eine reine Wasserdampf atmohäre vorliegt. Ein möglicher Effekt einer Abweichung dazu wird im Anhang A.4.6 diskutiert (vgl. „MU aufgrund der Leckagerate“).

Analog zu den vorangehenden Ausführungen werden zunächst die einzelnen Messunsicherheiten diskutiert, die in die Bestimmung der kombinierten Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur  $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$  nach der in Abschnitt 6.3.2 gezeigten Gleichung (6.9) einfließen. Abschließend wird das Messunsicherheitsbudget gezeigt.

##### MU der Nullpunktjustierung

Die Nullpunktjustierung zu Anfang der Versuche erfolgt in Bezug zur niedrigsten Kühlhaustemperatur (TKH) von  $t_{\text{KH}} = 5,6$  °C. Die Ergebnisse sind in Abbildung A.4.7 dargestellt und in Abbildung A.4.8 die entsprechenden bei der Endüberprüfung. Dabei zeigen jeweils die schwarzen Kurvenverläufe den vom Drucksensor gemessenen Absolutdruck und die farbigen Kurven die gemessenen Kühlhaustemperaturen.

Wie aus den Ergebnissen hervorgeht, folgt der Druckverlauf grundsätzlich den schwankenden Kühlhaustemperaturen. Die Streugrenze der Nullpunktjustierung entspricht dem Versatz des gemittelten Druckverlaufs in Bezug zu einem angenommenen Druck von 0 mbar. Demnach liegt bei dem direkten

Vergleich der Ergebnisse nahezu keine Differenz im justierten Messwert vor. Dabei wird der Einfluss der Kühlhaustemperatur auf den Versatz berücksichtigt.

9 mbar (TKH = 5,6 °C) – Nullpunktjustierung vom 13.01.2012

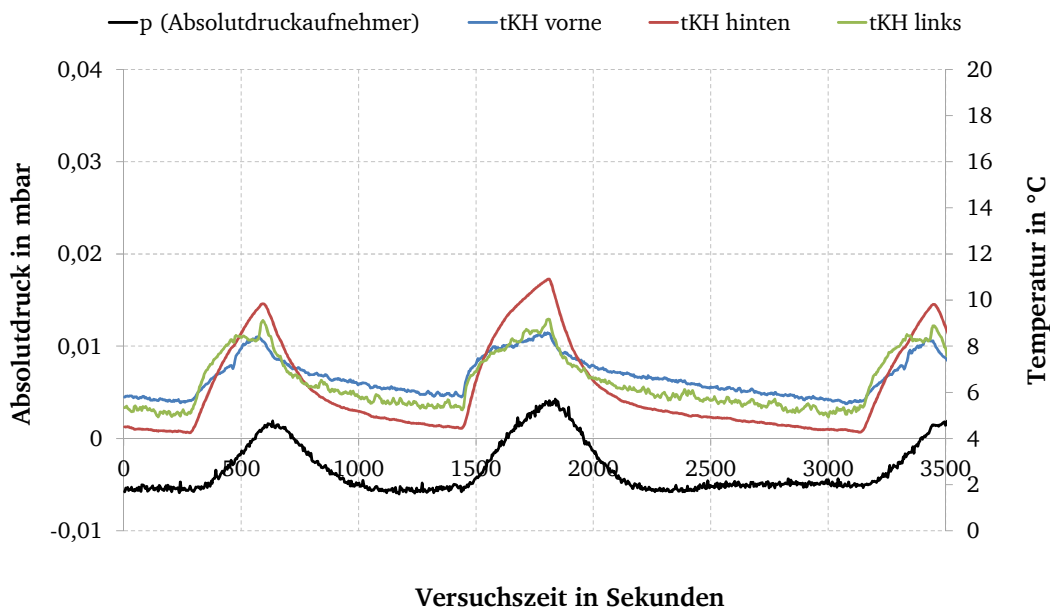


Abbildung A.4.7: Ergebnis der Nullpunktjustierung vor der Versuchsdurchführung.

9 mbar (TKH = 5,6 °C) – Endüberprüfung vom 24.09.2012

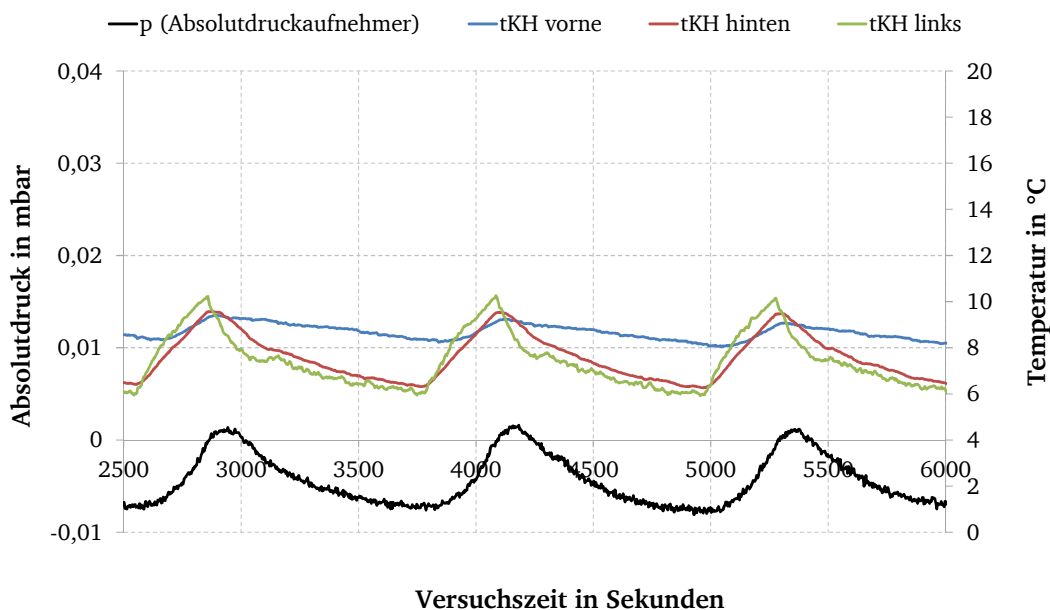


Abbildung A.4.8: Ergebnis der Nullpunktjustierung bei der Endüberprüfung.

Aus einer analog hierzu durchgeführten Betrachtung der Ergebnisse bei Kühlhaustemperaturen von 11 °C und 15 °C lässt sich ferner eine Temperaturabhängigkeit des gemessenen Drucks erkennen. So steigt der justierte Messwert bei den Ergebnissen vor der Versuchsdurchführung von einem Mittelwert von knapp unterhalb von 0 mbar bei einer mittleren Kühlhaustemperatur von 5,6 °C – vgl. die Ergebniss in Abbildung A.4.7 – über 0,1 mbar bei einer Temperatur von 11 °C auf schließlich in etwa 0,025 mbar bei einer Kühlhaustemperatur von 15 °C. Zum anderen zeigen die Messwerte zum Ende der Messung ausschließlich bei den mittleren Kühlhaustemperaturen von 11 °C und 15 °C einen An-

---

stieg bei dem direktem Vergleich der Kurven vor und nach den Messungen. Der Anstieg ist dabei allerdings nur marginal.

Da das Messsignal des Drucksensors – ausgehend von der Nullpunktjustierung – linear ansteigt, wird der gemessene Absolutdruck um maximal 0,03 mbar überbewertet. Bei dem höchsten betrachteten Druck von 17 mbar entspricht dies in etwa einer Temperaturdifferenz von 0,033 K. Die Messunsicherheit wird mit dieser Temperaturdifferenz als maximale Streugrenze mit  $u(T_{\text{Sat}}, \text{NJ}) = (0,033 \text{ K})/\sqrt{3}$  geschätzt.

#### **MU der Kühlhaustemperaturschwankung**

Wie die Ergebnisse der zuvor diskutierten Nullpunktjustierung gezeigt haben, wird der gemessene Systemdruck und damit die Sättigungstemperatur durch die schwankende Kühlhaustemperatur beeinflusst (vgl. Abbildung A.4.8). Der Messwert des Drucks schwankt dabei maximal mit einer Abweichung von  $\pm 0,005$  mbar um den Mittelwert. In Bezug zur Sättigungstemperatur wird demnach eine Streugrenze von  $\pm 0,01$  K abgeschätzt. Die Messunsicherheit ergibt sich entsprechend zu  $u(T_{\text{Sat}}, \text{KTS}) = (0,01 \text{ K})/\sqrt{3}$ .

#### **MU des Absolutdruckaufnehmers**

Laut Herstellerinformationen ist für den Absolutdruckaufnehmer Baratron 627B im Messbereich von 0,02 bis 100 mbar unter „normalen Messbedingungen“, d. h. bei einer Umgebungstemperatur zwischen 15 und 40 °C, eine Genauigkeit von  $\pm 0,12$  % des Messwerts angegeben. Da die überwiegende Anzahl der Messungen bei Kühlhaustemperaturen unterhalb von 15 °C durchgeführt werden (vgl. Tabelle 5.8), wird nach Rücksprache mit dem Hersteller eine etwas größere Streugrenze mit  $\pm 0,13$  % des Messwerts angenommen. Beim maximal gemessenen Systemdruck von 15 mbar können die Messwerte infolgedessen um  $\pm 0,0195$  mbar streuen. In Bezug zur zugehörigen Sättigungstemperatur von ca. 13 °C (vgl. Wasserdampfatafel [192]) entspricht dies einer oberen- bzw. unteren Streugrenze von  $\pm 0,01988$  K. Demnach wird die Messunsicherheit mit  $u(T_{\text{Sat}}, \text{ADA}) \approx (0,02 \text{ K})/\sqrt{3}$  angenommen.

#### **MU der Umrechnung des gemessenen Drucks in die Sättigungstemperatur**

Wie eingangs bereits erwähnt, wird die Annahme getroffen, dass eine reine Wasserdampfatmosfera vorliegt. Die Messunsicherheit bei der Umrechnung des gemessenen Drucks in die zugehörige Sättigungstemperatur über die „Sättigungs-Druck-Gleichung“ wird den Wasserdampfatafeln [192] entnommen.

Demnach ergibt sich für einen Systemdruck bis 15 mbar, was einer Sättigungstemperatur von 286,1697 K entspricht, eine abgelesene prozentuale Abweichung von maximal 0,02 %. Auf diesen Systemdruck bezogen folgt eine Abweichung von  $\pm 0,003$  mbar. Mit diesem Wert als maximale Streugrenze wird in Bezug zur Sättigungstemperatur eine Messunsicherheit von  $u(T_{\text{Sat}}, \text{UDTSat}) = (0,0031 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

#### **MU des Datenloggers**

Die vom Drucksensor generierte Spannung wird über das Agilent-Datenerfassungssystem (Agilent 34970A) gemessen. Um diese zu erfassen, wird im Programm zur Messdatenaufzeichnung (LabView) ein Messbereich von 10 V eingestellt (1 V entsprechen 10 mbar und 2 V entsprechen 20 mbar). Die Berechnung des Unsicherheitsbeitrags erfolgt in Anlehnung an die entsprechende Beschreibungen im Anhang A.4.1. Nach den Herstellerangaben beträgt die Genauigkeit der Span-



nungsmessung für diesen Messbereich  $\pm 0,0035\%$  des Messwerts und  $0,0005\%$  des Messbereichs (vgl. [2]). Unter Berücksichtigung dieser Angaben kann der Messwert bei einem zugrundegelegten Systemdruck von 9 mbar um  $\pm 0,0076$  mbar und bei 15 mbar um  $\pm 0,00103$  mbar streuen. In Bezug zur Sättigungstemperatur sind die obere und untere Streugrenze entsprechend mit  $\pm 0,00122$  K bzw.  $\pm 0,00104$  K gegeben. Bei der Berechnung wird der größere der beiden Werte herangezogen. Die Messunsicherheit ergibt sich demnach zu  $u(T_{\text{Sat}}, \text{DL}) = (0,00122 \text{ K})/\sqrt{3}$ .

#### MU durch Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand

In Anlehnung an die Überlegungen aus Anhang A.4.1 werden die Streugrenzen mit  $\pm 0,01$  K und folglich die Messunsicherheit mit  $u(T_{\text{Sat}}, \text{VTI}) = (0,01 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

#### MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur

Unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Messunsicherheitsbeiträge  $u(x_i)$  wird die kombinierte Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur  $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$  nach der in Unterkapitel 6.3.2 vorgestellten Gleichung (6.9) berechnet. Tabelle A.8 zeigt das daraus bestimmte Messunsicherheitsbudget für den betrachteten Druckbereich zwischen 9 und 15 mbar.

Tabelle A.8: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur.

| Einflussgröße                                       | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|---|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{NJ})$                      | 0,019                             | 1                                   | Rechteck                           | 64,0                    |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{KTS})$                     | 5,8E-03                           | 1                                   | Rechteck                           | 5,9                     |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{ADA})$                     | 0,012                             | 1                                   | Rechteck                           | 23,5                    |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{UDTSat})$                  | 1,8E-03                           | 1                                   | Rechteck                           | 0,6                     |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{DL})$                      | 7,0E-04                           | 1                                   | Rechteck                           | 0,1                     |
| $u(T_{\text{Sat}}, \text{VTI})$                     | 5,8E-03                           | 1                                   | Rechteck                           | 5,9                     |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung          |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| kombinierte MU $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$            |                                   |                                     | 0,024                              | K                       |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(T_{\text{Sat}})$ |                                   |                                     | 0,041                              | K                       |

Demnach ist die Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur mit einer erweiterten Messunsicherheit  $U_{c,A}(T_{\text{Sat}})$  von etwa  $\pm 0,04$  K behaftet. Der Erweiterungsfaktor ist mit  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  berücksichtigt, da ausschließlich Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilungen auftreten.

Wie aus Tabelle A.8 hervorgeht, dominiert der Messunsicherheitsbeitrag der Nullpunktjustierung  $u(T_{\text{Sat}}, \text{NJ})$ , in welchem der Beitrag der Endüberprüfung berücksichtigt ist. Der zweitgrößte Beitrag ist durch die Messunsicherheit des Absolutdruckaufnehmers  $u(T_{\text{Sat}}, \text{ADA})$  gegeben. Mit einem Anteil von 5,9 % folgt die Messunsicherheit aufgrund der Kühlhaustemperaturschwankung  $u(T_{\text{Sat}}, \text{KTS})$  und die aufgrund von Verkabelung, Thermospannung und Isolationswiderstand  $u(T_{\text{Sat}}, \text{VTI})$ . Die bei der Umrechnung des Drucks in die Sättigungstemperatur hervorgerufene Messunsicherheit  $u(T_{\text{Sat}}, \text{UDTSat})$  und diejenige des Datenloggers  $u(T_{\text{Sat}}, \text{DL})$  sind nahezu bedeutungslos.

Das Ergebnis von  $u_{c,A}(T_{\text{Sat}})$  geht in die Berechnungsgleichung (6.10) zur Bestimmung von  $u_{c,A}(\Delta T)$  ein (vgl. Abschnitt 6.3.2). Die restlichen dort einfließenden Messunsicherheiten werden im folgenden Anhang behandelt.

#### A.4.5 KMU bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur

Die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $u_{c,A}(\Delta T)$ , die ausschließlich durch das Messequipment und den Probenaufbau hervorgerufen wird, ist durch Gleichung (6.10) des Abschnitts 6.3.2 gegeben. Abweichend von den anderen Berechnungsformeln zur

Bestimmung der jeweiligen kombinierten Messunsicherheit sind die Sensitivitätskoeffizienten dabei ungleich eins. Während die in Gleichung (6.10) einfließende kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Wärmestromdichte  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  im Anhang A.4.1, die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Proben temperatur  $u_{c,A}(T_P)$  im Anhang A.4.3 und die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur  $u_{c,A}(T_{Sat})$  im Anhang A.4.4 bereits diskutiert wurden, werden hier die beiden noch offenen Messunsicherheiten behandelt. Dies sind zum einen die Messunsicherheit aufgrund des Abstands zwischen der Position des Temperaturfühlers und der Probenwand  $u(s)$  und zum anderen die Messunsicherheit aufgrund einer Schwankung der angenommenen Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs  $u(\lambda_{Cu-ETP})$ . Im Anschluss daran wird das aus Gleichung (6.10) berechnete Messunsicherheitsbudget der kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $u_{c,A}(\Delta T)$  für vier am Probengrundträger gemessene Wärmestromdichten  $\dot{q}_P$  gezeigt und diskutiert (vgl. „MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur“).

### **MU des Abstands der Messposition des Temperaturfühlers von der Probenwand**

Der Abstand zwischen der Messposition des Temperaturfühlers innerhalb der Probe und der Zielgröße Wandtemperatur ist analog zu Abbildung 6.2 mit der Abkürzung „s“ bezeichnet. Fertigungsabweichungen können dazu führen, dass die Bohrung leicht versetzt ist. Außerdem muss ein geringes Spiel vorhanden sein, um den Temperaturfühler überhaupt in die Bohrung einführen zu können. Aufgrund des Fertigungsverfahrens (Dreh- und Fräsmaschine) wird eine Abweichung zwischen Soll- und Ist-Bohrung von maximal 0,1 mm angenommen und für das Spiel ebenfalls eine maximale Abweichung von 0,2 mm. Für die Streugrenze wird danach eine mögliche Gesamt-Abweichung von  $\pm 0,3$  mm angenommen und die Messunsicherheit mit  $u(s) = (0,3 \text{ mm})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

### **MU der Wärmeleitfähigkeit**

Der Probengrundträger ist aus dem Werkstoff Elektrolytkupfer (Werkstoff-Bezeichnung Cu-ETP) angefertigt. Zur Abschätzung wurde das entsprechende Datenblatt des Deutschen Kupferinstituts herangezogen. Danach ist die Wärmeleitfähigkeit von Elektrolytkupfer bei 20 °C mit  $\lambda_{Cu-ETP} = 394 \text{ W/(K m)}$  gegeben und ändert sich in dem hier behandelten Temperaturbereich zwischen 5,4 °C und maximal 40 °C lediglich in den Streugrenzen von  $\pm 2 \text{ W/(K m)}$ . Des Weiteren ist eine Messunsicherheit für die Stoffdaten zu berücksichtigen. Hierfür wird eine Streugrenze von  $\pm 2 \%$  der angegebenen Wärmeleitfähigkeit von Elektrolytkupfer angenommen. Unter Berücksichtigung beider Beiträge wird diese Messunsicherheit mit einem Wert von  $u(\lambda_{Cu-ETP}) = (10 \text{ W/(K m)})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

### **MUB der KMU bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur**

Unter Berücksichtigung der in den vorangehenden Ausführungen beschriebenen Messunsicherheitsbeiträgen  $u(x_i)$  ergibt sich die durch das Messequipment und den Probenaufbau hervorgerufene kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $u_{c,A}(\Delta T)$  nach der in Abschnitt 6.3.2 gezeigten Gleichung (6.10).

Das über Gleichung (6.10) bestimmte Messunsicherheitsbudget ist in Tabelle A.9 für vier verschiedene Messwerte der am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  (vgl. gelbe Markierungen) dargestellt. Diese sind in Anlehnung an die Messdaten den Bereichen des konvektiven Siedens und des Blasensiedens zuzuordnen. Die erweiterte kombinierte Messunsicherheit  $U_{c,A}(\Delta T)$  ist entsprechend dem Auftreten von ausschließlichen Rechteck-Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit dem Erweiterungsfaktor  $k = \sqrt{3} \approx 1,73$  bestimmt.

Tabelle A.9: Messunsicherheitsbudget der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur.

| Einflussgröße                                 | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|---|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(T_P)$                                | 0,05                              | 1                                   | Rechteck                           | 82,4                    |
| $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                       | 12                                | 4,6E-05                             | Rechteck                           | 9,3E-03                 |
| $u(s)$  | 1,7E-04                           | 0,6                                 | Rechteck                           | 3,7E-04                 |
| $u(\lambda_{Cu-ETP})$                         | 5,77                              | 2,9E-05                             | Rechteck                           | 8,6E-04                 |
| $u_{c,A}(T_{Sat})$                            | 0,02                              | 1                                   | Rechteck                           | 17,6                    |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung    |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$             |                                   |                                     | 250                                | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\Delta T)$            |                                   |                                     | 0,06                               | K                       |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\Delta T)$ |                                   |                                     | 0,10                               | K                       |

| Einflussgröße                                 | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|---|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(T_P)$                                | 0,05                              | 1                                   | Rechteck                           | 74,9                    |
| $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                       | 352                               | 4,6E-05                             | Rechteck                           | 7,3                     |
| $u(s)$  | 1,7E-04                           | 25,3                                | Rechteck                           | 0,5                     |
| $u(\lambda_{Cu-ETP})$                         | 5,77                              | 1,2E-03                             | Rechteck                           | 1,3                     |
| $u_{c,A}(T_{Sat})$                            | 0,02                              | 1                                   | Rechteck                           | 16,0                    |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung    |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$             |                                   |                                     | 10000                              | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\Delta T)$            |                                   |                                     | 0,06                               | K                       |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\Delta T)$ |                                   |                                     | 0,10                               | K                       |

| Einflussgröße                                 | Messunsicherheit<br>$u(x_i)$ in K | Sensitivitäts-<br>koeffizient $c_i$ | Wahrscheinlichkeits-<br>verteilung | Anteil an<br>$u_c$ in % |
|---|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------|
| $u_{c,A}(T_P)$                                | 0,05                              | 1                                   | Rechteck                           | 27,2                    |
| $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$                       | 1586                              | 4,6E-05                             | Rechteck                           | 53,7                    |
| $u(s)$  | 1,7E-04                           | 113,9                               | Rechteck                           | 4,0                     |
| $u(\lambda_{Cu-ETP})$                         | 5,77                              | 5,2E-03                             | Rechteck                           | 9,2                     |
| $u_{c,A}(T_{Sat})$                            | 0,02                              | 1                                   | Rechteck                           | 5,8                     |
| dominierende Wahrscheinlichkeitsverteilung    |                                   |                                     | Rechteck ( $k = 1,73$ )            |                         |
| betrachteter Messwert $\dot{q}_P$             |                                   |                                     | 45000                              | W/m <sup>2</sup>        |
| kombinierte MU $u_{c,A}(\Delta T)$            |                                   |                                     | 0,10                               | K                       |
| erweiterte kombinierte MU $U_{c,A}(\Delta T)$ |                                   |                                     | 0,17                               | K                       |

Betrachtet man die Ergebnisse, so lässt sich keine signifikante Abhängigkeit der erweiterten kombinierten Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $U_{c,A}(\Delta T)$  von der gemessenen Wärmestromdichte erkennen. Die Ergebnisse liegen bis zu einer Wärmestromdichte von 10000 W/m<sup>2</sup> nahezu konstant bei  $U_{c,A}(\Delta T) = \pm 0,10$  K und steigen bei einer Wärmestromdichte von 45000 W/m<sup>2</sup> auf einen Maximalwert von  $U_{c,A}(\Delta T) = \pm 0,17$  K an. Der Anstieg liegt in der Zunahme des Absolutwerts der gemessenen Wärmestromdichte begründet, was bei der Betrachtung des Anteils von  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  im Vergleich zu den anderen Messunsicherheitsbeiträgen ersichtlich wird. Während bei den gemessenen Wärmestromdichten bis zu einem Wert von 10000 W/m<sup>2</sup> stets die kombinierte Messunsicherheit der Probenstemperaturmessung  $u_{c,A}(T_P)$  den dominierenden Anteil darstellt und  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  aufgrund des geringen Sensitivitätskoeffizienten  $c_i$  von untergeordneter Bedeutung ist, liegt der Anteil von  $u_{c,A}(\dot{q}_{PW})$  bei einer Wärmestromdichte von 45000 W/m<sup>2</sup> bei fast 54 %. Bei gemessenen Wärmestromdichten bis zu einem Wert von 10000 W/m<sup>2</sup> ist der zweitgrößte Anteil an  $U_{c,A}(\Delta T)$  stets durch die kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Sättigungstemperatur  $u_{c,A}(T_{Sat})$  gegeben. Hier sind die Messunsicherheiten aufgrund des Abstands zwischen der Position des Temperaturfühlers und der Probenwand  $u(s)$  sowie aufgrund einer Schwankung der angenommenen Wärmeleitfähigkeit des Werkstoffs  $u(\lambda_{Cu-ETP})$  unbedeutend. Da ihr Sensitivitätskoeffizient  $c_i$  jedoch von der am Probengrundträger gemessenen Wärmestromdichte  $\dot{q}_P$  abhängt (vgl. Gleichung (6.10)), steigt ihr Anteil an  $U_{c,A}(\Delta T)$  mit der Steigerung dieses Wertes an.

Die in Tabelle A.9 gezeigten Ergebnisse der erweiterten kombinierten Messunsicherheit der Absolutwertbestimmung der Übertemperatur  $U_{c,A}(\Delta T)$  gehen in die Berechnungsgleichung (6.13) des Abschnitts 6.3.3 zur Bestimmung der kombinierten Gesamtmessunsicherheit der Übertemperatur  $u_{c,G}(\Delta T)$  ein.

#### A.4.6 KMU der Versuchsdurchführung

Im Folgenden werden die Messunsicherheiten behandelt, die während der Durchführung der Versuche auftreten. Sie stellen gemeinsam mit den zuvor behandelten Messunsicherheiten des Messequipments und des Probenaufbaus die dem Ergebnis beizuzurechnende Gesamtmessunsicherheit

---

dar. Eine Übersicht über mögliche Gründe, die diese Messunsicherheiten hervorrufen, ist Tabelle 6.2 des Abschnitts 6.3.3 zu entnehmen. Zudem werden weitere Einflussfaktoren genannt. Außerdem sind dort die Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der kombinierten Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Wärmestromdichte, der Sättigungstemperatur und der Übertemperatur durch die Gleichungen (6.11), (6.12) bzw. (6.13) gegeben, in welche die hier behandelten Messunsicherheiten einfließen. Das daraus bestimmte Messunsicherheitsbudget ist schließlich in den Abschnitten 6.3.4, 6.3.5 und 6.3.6 gezeigt und diskutiert.

Im Folgenden werden zunächst die Überlegungen und Überprüfungen anhand von Messdaten zu einzelnen Messunsicherheitsbeiträgen wie der Leckage  $u(y, \text{LK})$  und der Arbeitsmittelzufuhr sowie der Beleuchtung  $u(y, \text{AZBL})$  behandelt. Anschließend werden die Ergebnisse von Reproduzierbarkeitsmessungen  $u(y, \text{REPM})$  vorgestellt.

### **MU aufgrund der Leckagerate**

Wie Umrath [187] erwähnt, ist keine Vakuumapparatur oder -anlage absolut vakuumdicht. Ein Maß zur quantitativen Erfassung der während des Betriebs vorhandenen Undichtigkeit ist die Leckrate.

Eine Systemleckage kann grundsätzlich zwei Effekte zur Folge haben. Zum einen führen einströmende Inertgase (Luft) nach dem Gesetz von Dalton zur Reduzierung des Partialdruckes des Wasserdampfes. Da der Systemdruck während der Versuche stets konstant gehalten wird, führt der Eintrag von Inertgasen dazu, dass eine niedrigere Temperatur am Kondensator vorgegeben wird. Hierdurch wird schließlich ein stärkerer „Saugeffekt“ und damit eine Abkühlung des Arbeitsmittels im Siedebehälter hervorgerufen (vgl. Abbildung 5.1 und Abbildung 6.2). Zum anderen können sich die einströmenden Inertgase im Arbeitsmittel lösen. Erreichen diese die Siedestruktur, hat dies eine vorzeitige Initiierung des Blasensiedens zur Folge (vgl. Unterkapitel 2.1). Beide Effekte beeinflussen den Verlauf der Siedekennlinie und die aus dem Systemdruck bestimmte Sättigungstemperatur.

Insgesamt lässt sich ihr Einfluss jedoch nur schwer abschätzen oder berechnen. Die während der Versuche gesammelten Erfahrungen zeigen, dass das Vorhandensein einer größeren Menge an Inertgasen spätestens bei der Auswertung der Versuche und dem Vergleich mit den anderen Messergebnissen deutlich zu erkennen ist. Bei Wiederholungsmessungen wird sich stets an der zuvor aufgezeichneten Messkurve bzw. den Messkurven orientiert und ggf. auch zwischenzeitlich nach-evakuiert. Aus diesen Gründen wird davon ausgegangen, dass der Einfluss geringerer Inertgaskonzentrationsdifferenzen – die nie vollkommen auszuschließen sind – innerhalb sämtlicher Reproduzierbarkeitsmessungen berücksichtigt wird (vgl. „MU der Reproduzierbarkeitsmessungen“).

An dieser Stelle sollen daher nur Ergebnisse theoretischer Überlegungen – auf Grundlage der zu erwartenden Systemleckage – zum Einfluss von Inertgasen auf die gemessene Sättigungstemperatur und damit Übertemperatur vorgestellt werden. Außerdem wird in „MU aufgrund der Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung“ ein Vergleich von Messdaten der Sättigungstemperatur und der in der Vakuumkammer gemessenen Temperaturen gezeigt, um das Vorhandensein reiner Wasserdampfampf-atmosphäre bewerten zu können.

Um die Systemleckage des Gesamtsystems und damit den Eintrag von Inertgasen (Luft) möglichst gering zu halten, werden die Verbindungsstellen einzelner Systemabschnitte des Hydraulikkreises (vgl. Abbildung 5.1) unter Zuhilfenahme eines Helium-Leckdetektors zusammengebaut und so lange bearbeitet, bis die Einzelleckagen zufriedenstellende Ergebnisse liefern. Darüber hinaus wird das System so aufgebaut, dass bei dem Probenwechsel lediglich der Kammerdeckel geöffnet und bei Bedarf entgastetes Arbeitsmittel nachgefüllt wird. Somit sind die Dichtflächen zwischen Vakuum-

kammer und Vakuumkammerdeckel (vgl. Abbildung A.4.10) sowie das Ventil zur Arbeitsmittelbefüllung am Kondenstor (vgl. Abbildung 5.1) die Bauteile, bei denen es während der Versuche überhaupt zu einer erhöhten Leckage aufgrund eines Fehlers beim Zusammenbau kommen kann.

Zur Bestimmung der Leckagerate des Gesamtsystems wird eine sogenannte Druckanstiegsmessung nach dem in Jousten et al. [69] beschriebenen Vorgehen durchgeführt. Danach ist der Druckanstieg eines Lecks in einem abgeschlossenen Volumen zeitlich konstant und kann über die Gleichung

$$q_L = V_{\text{Syst}} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta \tau} = \text{const.} \quad (\text{A.4.17})$$

bestimmt werden. Die Einheit wird dabei typischerweise in „mbar · l/s“ angegeben.

Unter Anwendung dieses Vorgehens zeigen die Überprüfungen der Leckagerate des Gesamtsystems, dass Leckageraten zwischen  $9,8 \cdot 10^{-5}$  und  $2,65 \cdot 10^{-4}$  mbar · l/s auftreten. Das Gesamtvolumen des Systems wurde dabei nach der Messmethode „Auslitern“ mit einem Wert von  $V_{\text{Syst}} = 30,7$  Litern bestimmt. Nichtlineare Kurvenanteile aufgrund der Desorption von Wasserdampf von den Wänden wurden bei der Berechnung entsprechend ausgeschlossen.

Um den möglichen Einfluss von Inertgasen auf die gemessene Sättigungstemperatur und damit Übertemperatur zu erkennen, ist die Reduzierung der Sättigungstemperatur für die Leckageraten  $1 \cdot 10^{-4}$  und  $3 \cdot 10^{-4}$  mbar · l/s in Abhängigkeit von der Versuchszeit und den im Rahmen der Arbeit untersuchten Systemdrücken  $p_{\text{Sat}}(\text{System})$  von 9, 13 und 15 mbar in Abbildung A.4.9 aufgetragen.

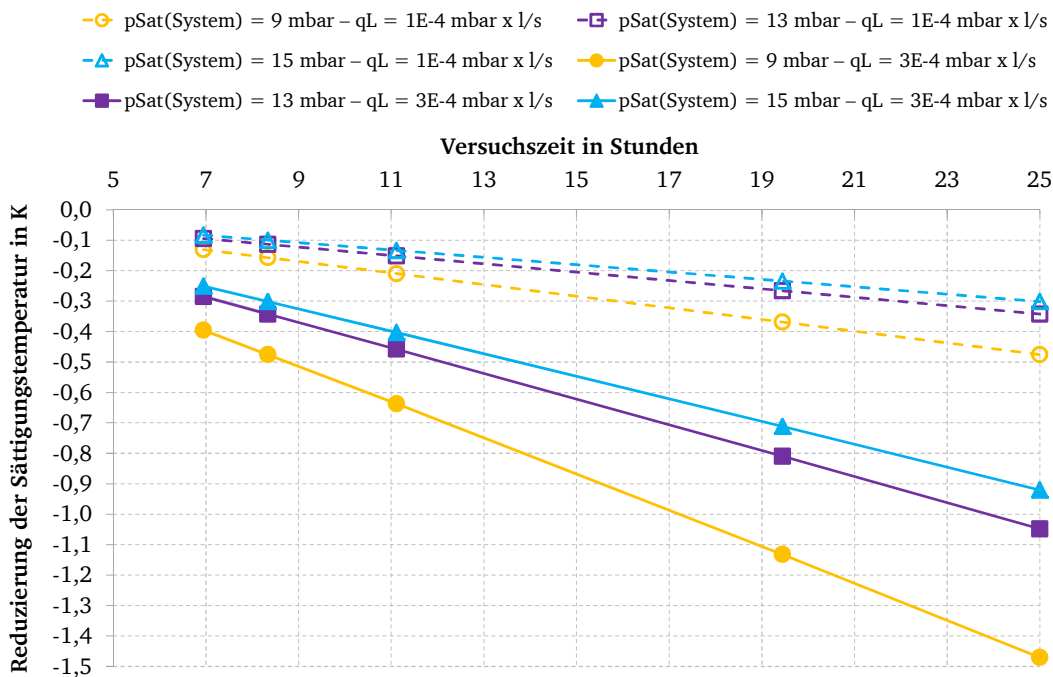


Abbildung A.4.9: Reduzierung der Sättigungstemperatur durch Leckage in Abhängigkeit zweier Leckageraten und der Versuchszeit für drei Systemdrücke.

Danach lassen die Leckagerate, die Versuchszeit und der Systemdruck einen deutlichen Einfluss auf die Reduzierung der Sättigungstemperatur erkennen. Für die primär im Rahmen der Arbeit durchgeführten Messungen bei einem Systemdruck von 13 mbar und einer reinen Versuchszeit von weniger als 10 Stunden – d. h. nach dem Inertgasabzug am Morgen – würde bei einer Leckagerate von  $3 \cdot 10^{-4}$  mbar · l/s eine Reduzierung der Sättigungstemperatur um  $-0,4$  K hervorgerufen werden;



---

bei einer Leckagerate von  $1 \cdot 10^{-4}$  mbar · l/s hingegen um  $-0,15$  K. Bei Messungen, die länger andauern, werden die Inertgase durch Zwischenevakuieren am Kondensator abgezogen.

Auf Grundlage dieser Überlegungen werden sowohl für die Streugrenze der Übertemperatur als auch für die Streugrenze des angegebenen Drucks der Versuchsreihen bzw. der Sättigungstemperatur Werte von  $\pm 0,3$  K abgeschätzt. Die entsprechenden Messunsicherheiten ergeben sich zu  $u(\Delta T, \text{LK}) = (0,03 \text{ K})/\sqrt{3}$  und  $u(T_{\text{Sat}}, \text{LK}) = (0,03 \text{ K})/\sqrt{3}$ . Der Einfluss der Leckagerate auf die Wärmestromdichte lässt sich schwer abschätzen, weshalb sich bei dem Vergleich der Messunsicherheit der Übertemperatur mit den später gezeigten Ergebnissen der Reproduzierbarkeitsmessungen für einen Messunsicherheitsbeitrag von  $u(\dot{q}_{\text{PW}}, \text{LK}) = (5 \% \text{ des Messwerts})/\sqrt{3}$  entschieden wird.

### **MU aufgrund der Arbeitsmittelzufuhr und Beleuchtung**

Wie aus der Literatur bekannt, ist der Verlauf der Siedekennlinie von der Arbeitsmitteltemperatur abhängig (vgl. Unterkapitel 2.1). So sorgt nach Carey [22] eine Unterkühlung des Arbeitsmittels innerhalb des Bereichs des konvektiven Siedens für eine nach oben verschobene Siedekennlinie. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die treibende Temperaturdifferenz zwischen der Flüssigkeit und der Heizfläche durch die Unterkühlung vergrößert wird. Für den Bereich des Blasensiedens hat die Unterkühlung hingegen wenig Einfluss auf den Kurvenverlauf [22]. Zusätzlich könnte die Bauform der Arbeitsmittelzufuhr einen Impuls und damit eine „Durchspülung“ des Siedebehälters verursachen. Dies würde einen Unterkühlungseffekt zusätzlich begünstigen (erzwungene Konvektion). Darüber hinaus ist für die Beobachtung der Versuche eine Beleuchtung notwendig, die einen Wärmeeintrag durch Strahlung verursacht und damit ebenfalls eine Verschiebung der Siedekennlinie hervorrufen könnte.

Diese möglichen Einflüsse werden bei der Ausführung des Messtandes und des Siedebehälterkonzepts berücksichtigt (vgl. Unterkapitel 5.1). Die Zufuhr des Arbeitsmittels auf der zum Systemdruck zugehörigen Sättigungstemperatur wird durch den über ein Thermostat temperierten Gegenstromwärmeübertrager (vgl. Abbildung 5.1) angestrebt. Außerdem wird davon ausgegangen, dass die Komponenten der Arbeitsmittelzufuhr innerhalb der Vakuumkammer die dort vorliegende Sättigungstemperatur annehmen und die zugeführten Wassertropfen auf dem Weg vom Trichter zum Siedebehälter folglich ebenfalls (vgl. Abbildung 5.3). Die U-förmige Bauform der passiven Arbeitsmittelzufuhr soll darüber hinaus eine „Durchspülung“ des Siedebehälters verhindern. Wie die Beobachtungen der Versuche zeigen, perlt überflüssiges Wasser nach Erreichen des Füllniveaus direkt ab und fließt über den Rücklauf zurück in den Kondensator (vgl. Schlauchaufsatz in Abbildung 5.3). Außerdem wurde der Volumenstrom des zugeführten Arbeitsmittels an den Verdampfungsmassenstrom angepasst und nur auf einem leicht größeren Wert zugeführt. Für die Beleuchtung wurden ferner LEDs gewählt, um einen möglichst geringen Wärmestrahlungsanteil in den Siedebehälter einzutragen.

Die Überprüfung dieser Effekte und ob während der Versuche eine reine Wasserdampfatmosphäre vorliegt, geschieht durch den Vergleich der Messwerte der Temperaturfühler innerhalb der Vakuumkammer  $t_{\text{VK}}$  mit der aus dem Systemdruck bestimmten Sättigungstemperatur  $t_{\text{Sat}}$ .

In Abbildung A.4.10 ist die Vakuumkammer bei abgenommenem Kammerdeckel dargestellt. Die Position der betrachteten Temperaturfühler geht daraus hervor.



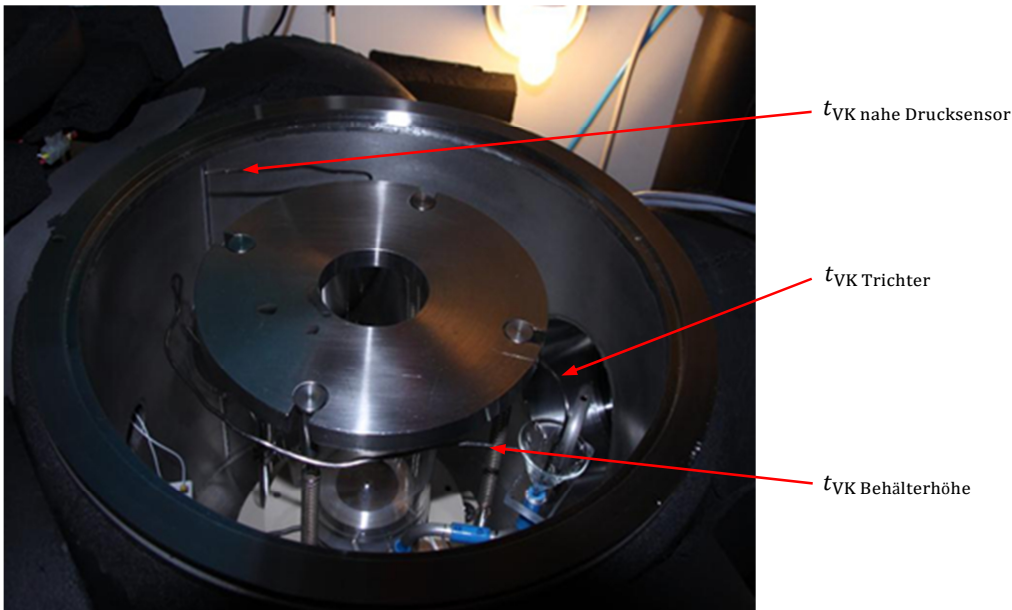


Abbildung A.4.10: Vakuumkammer bei abgenommenem Kammerdeckel.

In Abbildung A.4.11 und Abbildung A.4.12 sind die Ergebnisse des Vergleichs gezeigt. Abbildung A.4.11 zeigt dabei die Messergebnisse zum Ende einer Messung mit einer Versuchszeit von 21 Stunden und Abbildung A.4.12 die Ergebnisse eines vollständigen Versuchsdurchlaufs mit einer Versuchszeit von 8 Stunden. Zusätzlich ist die zum Messdruck von 13 mbar gehörende Sättigungs-Solltemperatur  $t_{\text{Sat,Soll}}$  eingetragen. Der dort eingetragene Fehlerbalken gibt die erweiterte kombinierte Messunsicherheit bei der Absolutwertbestimmung der Temperatur  $U_{c,A}(T)$  ohne Eigenerwärmungsanteil wieder (vgl. Tabelle A.6 im Anhang A.4.2). Die mittlere Kühlhaustemperatur liegt in beiden Fällen bei 11,1 °C.

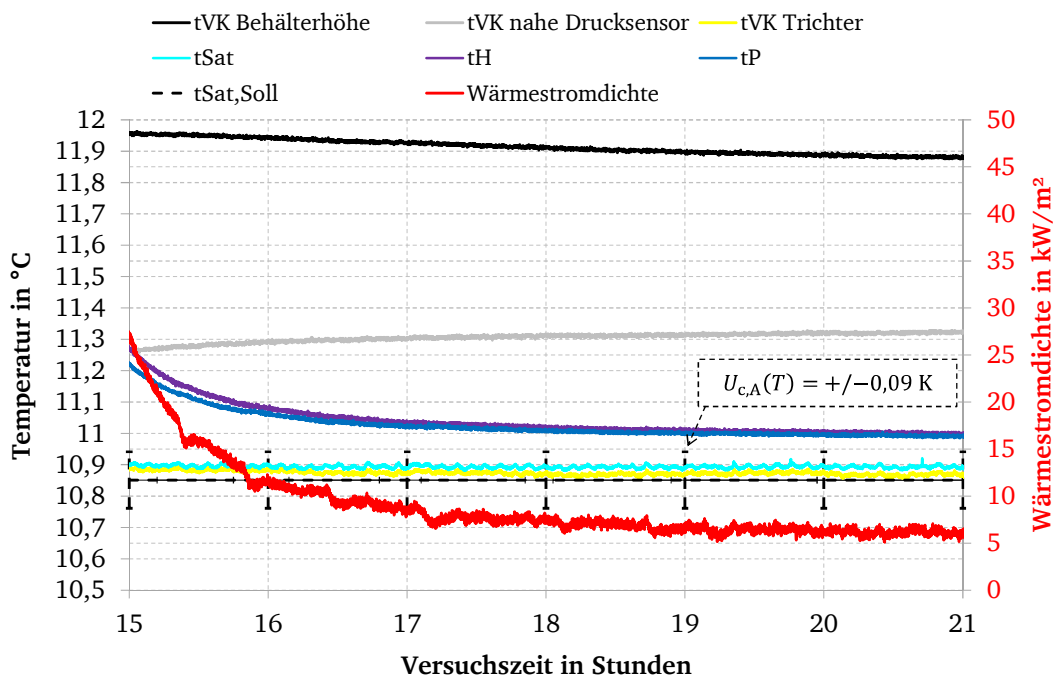


Abbildung A.4.11: Gemessene Temperaturen in der Vakuumkammer einer Messung von Probe 4.

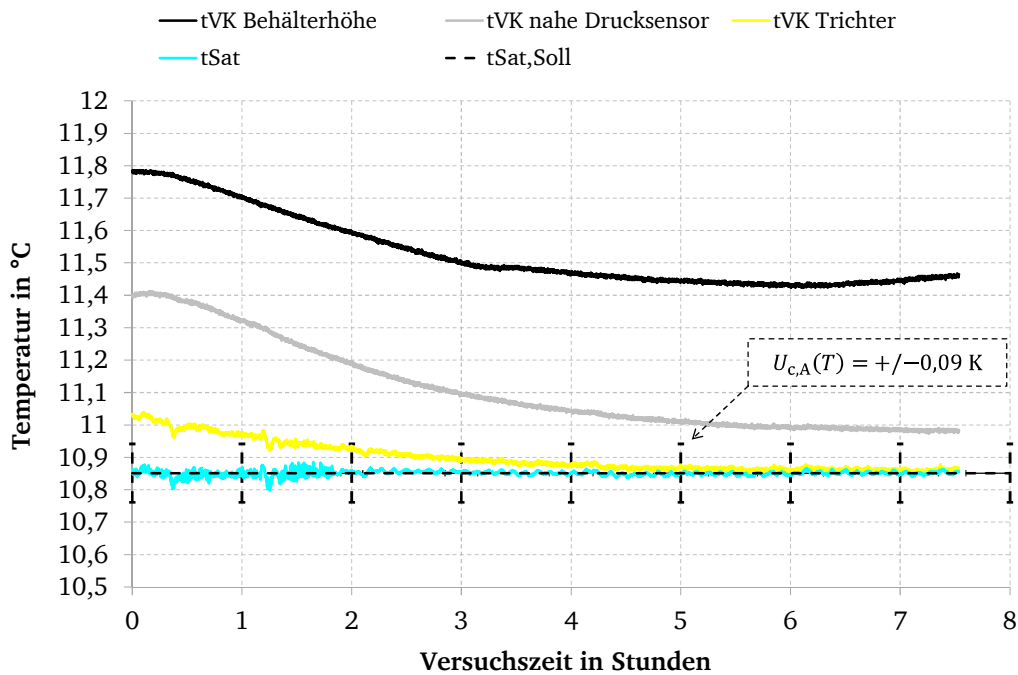


Abbildung A.4.12: Gemessene Temperaturen in der Vakuumkammer einer Messung von Probe 10.

Wie beide Kurvenverläufe zeigen, liegt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem Messwert des Temperaturfühlers innerhalb des Trichters der Arbeitsmittelzufuhr  $t_{VK \text{ Trichter}}$  und der aus dem Systemdruck bestimmten Sättigungstemperatur  $t_{Sat}$  zum Ende der Versuche vor. Die Tatsache, dass die Temperaturverläufe aller drei Temperaturfühler bei der Kurve in Abbildung A.4.12 (vgl.  $t_{VK \text{ Trichter}}$ ,  $t_{VK \text{ Behälterhöhe}}$  und  $t_{VK \text{ nahe Drucksensor}}$ ) zu Versuchszeiten von in etwa 3,5 Stunden durchgängig höhere Temperaturen messen, wird auf einen Strahlungseintrag vom Heizer zurückgeführt. Die Versuche werden mit fallender Wärmestromdichte aufgezeichnet und anhand der linken Darstellung in Abbildung 5.3 kann man erkennen wie es vom Heizer über eine Reflexion an der Vakuumkammerwand hierzu kommen kann (vgl. auch Abbildung A.4.10). Eine signifikante Veränderung der Arbeitsmitteltemperatur wird allerdings ausgeschlossen, da der Strahlungseintrag vom Heizer ebenfalls direkt auf den Siedebehälter wirkt und dieser Beitrag bereits durch die Messunsicherheit aufgrund der Wärmeverluste bzw. -gewinne der Probe berücksichtigt ist (vgl. „MU durch Wärmeverluste bzw. -gewinne“ im Anhang A.4.1). Folglich liegt keine unterkühlte Arbeitsmitteltemperatur vor. Dass hierdurch in Kombination mit einer möglichen „Durchspülung“ kein Effekt vorliegt, wird ebenfalls durch den gemessenen Wärmestrom anhand von Abbildung A.4.11 deutlich. Danach lässt sich nach dem Abklingen der Heizer- und Probertemperatur (vgl.  $t_H$  und  $t_P$ ) nur eine sehr geringe Wärmestromdichte mit einem Wert von  $5 \text{ W/m}^2$  erkennen.

Der Versatz der Messwerte der Temperaturfühler im Dampfraum – vgl.  $t_{VK \text{ Behälterhöhe}}$  und  $t_{VK \text{ nahe Drucksensor}}$  in Abbildung A.4.11 und Abbildung A.4.12 – wird auf eine stärkere Eigenerwärmung dieser Sensoren und einen zusätzlichen Wärmestrahlungsanteil durch die Beleuchtung zurückgeführt. Für stillstehende Luft geben Nicholas und White [113] aufgrund der schlechten Wärmeabfuhr Messunsicherheiten bei der Temperaturmessung im Bereich zwischen  $\pm 0,01$  bis  $0,1 \text{ K}$  an. Im Vakuum ist die Wärmeabfuhr noch geringer und die Erwärmung daher tendenziell stärker. Bei dem Temperaturfühler innerhalb des Trichters der Arbeitsmittelzufuhr  $t_{VK \text{ Trichter}}$  tritt solch eine hohe Eigenerwärmung aufgrund des mehr oder weniger kontinuierlichen Kontakts mit dem Wasser und dem damit besseren Wärmeübergang beispielsweise nicht auf (vgl. Abbildung A.4.10).

Der Wärmeeintrag durch die Beleuchtung wird auf Basis einer separaten Betrachtung mit maximal  $25 \text{ W/m}^2$  abgeschätzt. Die Differenzen von  $t_{\text{VK Behälterhöhe}}$  und  $t_{\text{VK nahe Drucksensor}}$  zwischen den Kurven in Abbildung A.4.11 und Abbildung A.4.12 werden primär der Zunahme der Messunsicherheit mit der Versuchszeit zugeschrieben (vgl. „MU der Lanzzeitstabilität der Temperaturmessung“ im Anhang A.4.2). So wird die Messung anhand von Probe 4 unmittelbar nach der Kalibrierung der Messtechnik durchgeführt und das Ergebnis von Probe 10 stellt eine der letzten Messungen dar. Der Versatz der Messwerte von  $t_{\text{VK Behälterhöhe}}$  und  $t_{\text{VK nahe Drucksensor}}$  im Vergleich zu  $t_{\text{VK Trichter}}$  spiegelt sich ebenfalls in der Gegenüberstellung der Ergebnisse der Kalibrierung und Endüberprüfung bei den niedrigen Temperaturen wider (vgl. Abbildung A.4.5 mit Abbildung A.4.6). Außerdem könnten Abweichungen in der Positionierung der Temperaturfühler und der Regelung des Drucks weitere Gründe sein.

Aufgrund dieser Messergebnisse kann unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten des Messequipments gezeigt werden, dass nahezu eine reine Wasserdampfatmosphäre während der Messungen vorliegt und keine erkennbare Veränderung durch die Arbeitsmittelzufuhr oder die Beleuchtung hervorgerufen wird. Da hier jedoch nur die Ergebnisse von zwei Messungen im Fokus stehen, werden diese möglichen Messunsicherheiten wie folgt berücksichtigt. Für den Unsicherheitsbeitrag der Wärmestromdichte wird der Schätzwert der Beleuchtung mit  $u(\dot{q}_{\text{PW}}, \text{AZBL}) = (25 \text{ W/m}^2)/\sqrt{3}$  und für die Übertemperatur ein Wert mit  $u(\Delta T, \text{AZBL}) = (0,05 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt. Außerdem wird davon ausgegangen, dass die Sättigungstemperatur weder von der Arbeitsmittelzufuhr noch von der Beleuchtung beeinflusst wird.

### MU der Reproduzierbarkeitsmessungen

Zur Beurteilung, in welchem Bereich die Messergebnisse um die gebildeten Mittelwerte der probenspezifischen Versuchsreihen streuen, werden die Messergebnisse von vier aufeinanderfolgenden Messungen anhand der hohen Probe 2 und drei Messungen von Probe 10 herangezogen. Abbildung A.4.13 und Abbildung A.4.14 zeigen die Siedkennlinien der hohen Probe 2 bei einem mittleren und die der Probe 10 bei einem niedrigen Füllniveau. Der Systemdruck beträgt 13 mbar.

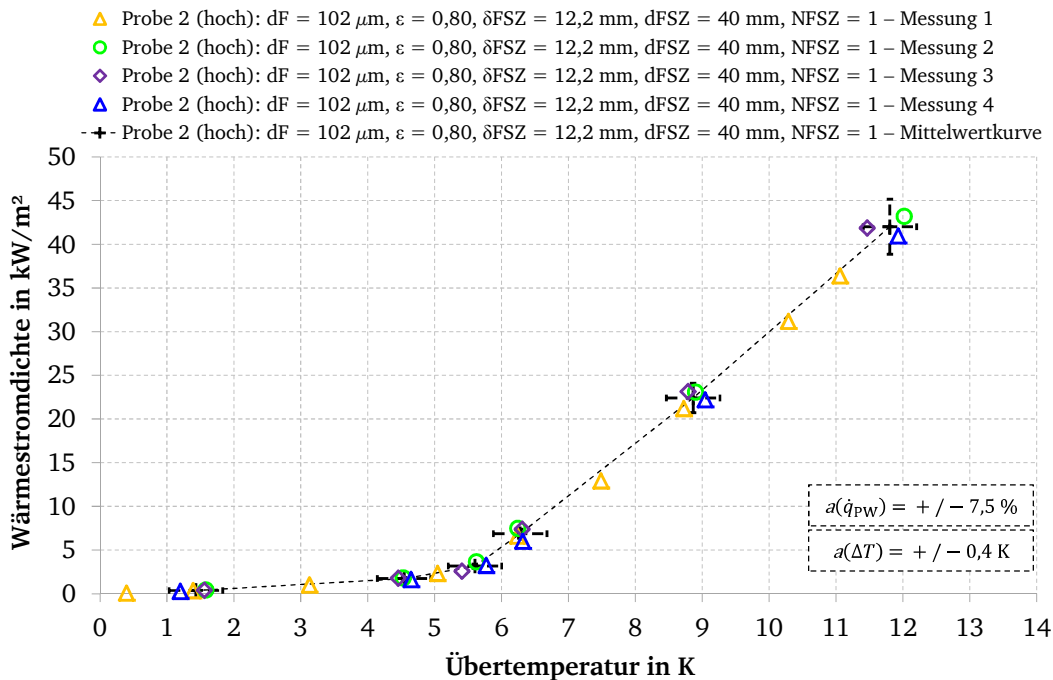


Abbildung A.4.13: Reproduzierbarkeitsmessung anhand von Probe 2 (hoch) und einem Systemdruck von 13 mbar.

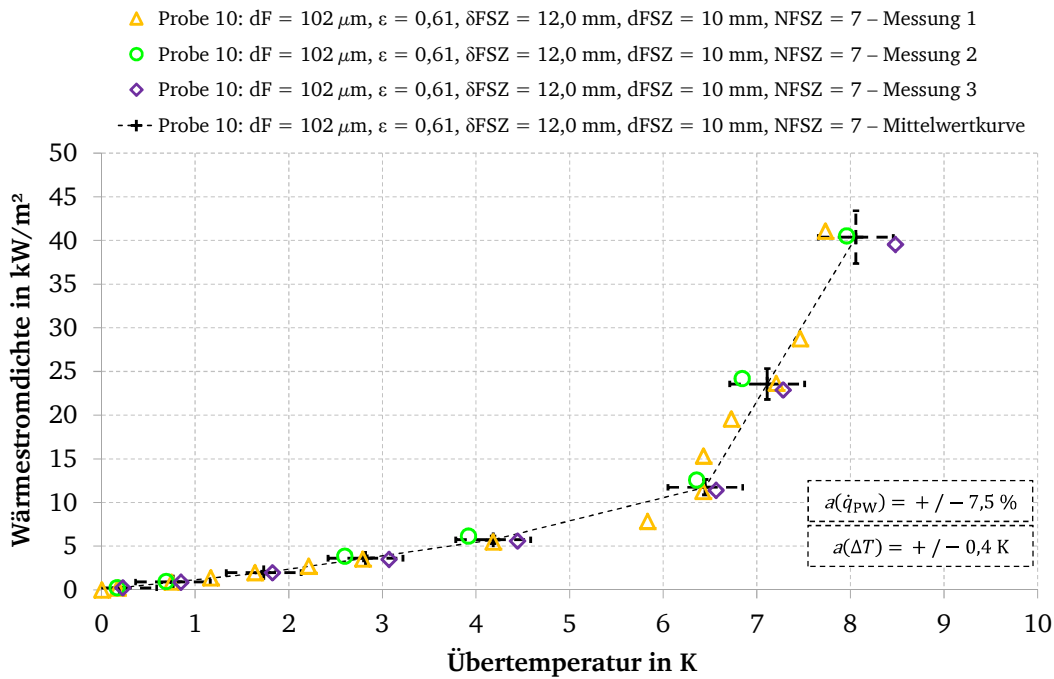


Abbildung A.4.14: Reproduzierbarkeitsmessung anhand von Probe 10 und einem Systemdruck von 13 mbar.

Der erste Kurvenverlauf beider Versuchsreihen beinhaltet dabei jeweils einige Messpunkte mehr als die anschließend durchgeführten, um den Verlauf der Siedekennlinie zunächst möglichst vollständig zu erfassen (vgl. gelbe Dreiecke). Bei den darauffolgenden Messungen werden ausschließlich drei stationäre Punkte im Bereich des voll ausgebildeten Blasensiedens und des konvektiven Siedens aufgezeichnet.

Beide Kurven beinhalten ferner das Ergebnis der Mittelwertbildung der vergleichbaren Messwerte (vgl. Mittelwertkurve). Die bei diesen Messpunkten dargestellten Fehlerbalken sind so gewählt, dass sie die jeweilige obere und untere Streugrenze der Messwerte, d. h.  $a_+$  bzw.  $a_-$ , gerade noch einschließen. Danach liegen die Streugrenzen der Wärmestromdichte  $a(\dot{q}_{PW})$  und der Übertemperatur  $a(\Delta T)$  unterhalb von  $\pm 7,5 \%$  des Messwerts bzw.  $\pm 0,4 \text{ K}$  und die Messunsicherheiten werden entsprechend mit  $u(\dot{q}_{PW}, \text{REPM}) = 7,5 \% \cdot (\text{Messwert})/\sqrt{3}$  sowie  $u(\Delta T, \text{REPM}) = (0,4 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt. Die Zunahme der Messunsicherheit der Übertemperatur mit dem Anstieg der Wärmestromdichte deckt sich mit den Ergebnissen der Betrachtung zum Messequipment (vgl. Anhang A.4.5).

Die Streuung der Messwerte um den angestrebten Systemdruck von 13 mbar liegt in Bezug zur zugehörigen Sättigungstemperatur von  $t_{\text{Sat}} = 10,85 \text{ °C}$  bei Probe 2 (hoch) bei einem Maximalwert von  $a(t_{\text{Sat}}) = \pm 0,3 \text{ K}$  und bei Probe 10 bei  $a(t_{\text{Sat}}) = \pm 0,01 \text{ K}$ . Die Differenzen sind auf den Einsatz unterschiedlicher Thermostate für die Druckregelung am Kondensator zurückzuführen. So werden die Reproduzierbarkeitsmessungen anhand von Probe 2 (hoch) unter Verwendung des Thermostats mit einer Anzeige- und damit Temperaturlösung von  $0,1 \text{ K}$  durchgeführt (vgl. MedingLab in Tabelle 5.2). Die Messungen von Probe 10 und diejenigen der gezeigten Versuchsergebnisse erfolgen hingegen mit dem Thermostat RK 8KP, bei dem die Temperaturlösung mit  $0,01 \text{ K}$  deutlich geringer ist. Unter der Berücksichtigung dieser Messergebnisse wird eine maximale Streugrenze von  $\pm 0,02 \text{ K}$  zugrundegelegt und die Messunsicherheit mit  $u(T_{\text{Sat}}, \text{REPM}) = (0,02 \text{ K})/\sqrt{3}$  abgeschätzt.

Die Ergebnisse der Reproduzierbarkeitsmessungen schließen ferner sämtliche statistischen Schwankungen bei der Mittelwertbildung der stationären Messwerte und die Messunsicherheiten des

---

Messequipments sowie des Probenaufbaus ein. In den statistischen Schwankungen sind unter anderem Streuungen begriffen, die aufgrund des Blasensiedens hervorgerufen werden. Die Größenordnung geht aus Abbildung 6.1 des Unterkapitels 6.1 anhand von Messungen an einer Glattprobe hervor. Sie stellen die maximal möglichen Schwankungen von Heizer- und Proben temperatur sowie Wärmestromdichte dar. Diese Schwankungen sind bei den Messungen anhand der Faserproben in allen Fällen deutlich kleiner.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse werden die oben genannten Messunsicherheiten für die Reproduzierbarkeit angenommen. Gemeinsam mit den zuvor behandelten Messunsicherheiten werden sie zu einer Gesamtmessunsicherheit zusammengefasst.

---

## A.5 Lebenslauf

---

**Kai Thomas Karsten Witte**

\*23. August 1979 in Kassel

### **Schul Ausbildung**

09/97 – 06/00      Berufliche Schulen des Werra-Meißner-Kreises in Witzenhausen  
Abschluss: Allgemeine Hochschulreife (Fachrichtung Maschinenbau)

### **Hochschulausbildung**

10/00 – 03/01      TU Braunschweig, Maschinenbau

03/01 – 10/05      Fachhochschule Mannheim, Maschinenbau  
Abschluss: Dipl.-Ing. (FH) mit der Vertiefung Konstruktion

10/05 – 09/07      Universität Kassel, Regenerative Energien und Energieeffizienz  
Abschluss: Master of Science (M.Sc.)

### **Berufserfahrungen**

12/06 – 06/08      Europäische Akademie Bozen (EURAC) in Bozen/Italien,  
Masterarbeit zum Thema“ Monitoring and Theoretical Investigations of a Solar-Combi Plus System with an Absorption Chiller“ und weiterführende Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Bereich der Solaren Kühlung

08/08 – 10/13      Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme (ISE) in Freiburg i. Br.,  
Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Entwicklung thermisch betriebener Kältemaschinen zum Heizen und Kühlen

10/14 – 11/15      IdE Institut dezentrale Energietechnologien gemeinnützige GmbH in Kassel,  
Leiter der Abteilung Produktion & Energie

seit 11/2015      Viessmann (Schweiz) AG in Worb/Schweiz,  
Projektleiter Entwicklung Grosswärmepumpen